

SÉRIE A, n° 3796

N° D'ORDRE :

4647

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

BRIGITTE DÉPAUX

1^{re} THÈSE. — SUR LA DÉTERMINATION DE LA DIFFUSION MULTIPLE DES PARTICULES CHARGÉES DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **FÉV 1962** devant la Commission d'examen.

MM. MORAND..... *Président.*

NATAF } *Examineurs.*

RIOU }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1962

SÉRIE A, n° 3796

N° D'ORDRE :

4647

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

BRIGITTE DÉPAUX

1^{re} THÈSE. — SUR LA DÉTERMINATION DE LA DIFFUSION MULTIPLE DES PARTICULES CHARGÉES DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

devant la Commission d'examen.

MM. MORAND..... *Président.*

NATAF } *Examineurs.*
RIOU }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1962

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	QUELET	T	Chimie organique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
PÈRES	T	Mécanique des fluides et applications.	CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	JUNG	T	Pétrographie.
PLANTEFOL	T	Botanique.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JACQUINOT	T	Spectroscopie (Orsay).
BOULIGAND	T	Analyse appliquée à la Géométrie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.	M. PRUVOST	T	Géologie.
TEISSIER	T	Zoologie.	AMIEL	T	Chimie des Solides.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).	HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	J.-P. MATHIEU	T	Recherches physiques.
MONNIER	T	Physiologie des Fonctions.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
PIVETRAU	T	Paléontologie.	MAY	T	Zoologie (Orsay).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	FELDMANN	T	Biol. végétale (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	JOST	T	Physiologie comparée.
COULOMB	T	Physique du Globe.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie.	SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
P. DRACH	T	Zoologie.	MALAYARD	T	Aviation (Techn. Aéronautique).
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	BRELOT	T	Calcul différentiel.
EPHROSSI	T	Génétique.	NORMANT	T	Synthèse organique générale.
RIVIÈRE	T	Géologie (Orsay).	BÉNARD	T	Chimie (E.N.S.C.P.).
GAUTHERET	T	Biologie (P.C.B.).	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ARNULF	T	Optique appliquée.	ULRICH	T	Physiologie végétale (E.N.S.).
MAX MORAND	T	Physique. Enseignement.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	CHADEFAUD	T	Botanique.
DANJON	T	Astronomie.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
PETIT	T	Biologie maritime.	SALEM	T	Mathématiques générales.
QUENY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	LELONG	T	Mathématiques générales.
GALLIEN	T	Embryologie.	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EICHHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.).	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.).
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
THELLIER	T	Physique du Globe.	GODEMENT	T	Mathémat. (M.P.C.).
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).	PISOT	T	Calcul des Probabilités.
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).	E. ROCH	T	Géologie.
PONCIN	T	Mécanique générale.	SCHATZMANN	T	Astrophysique.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.



PROFESSEURS (suite)

ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	LENDER	Biologie animale
LENNUIER	T	Physique (P.C.B.).		(S.P.C.N.) (Orsay).
RIZET	T	Génétique (Orsay).	MAGAT	Physico-chim. des rayonnements.
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.	M ^{lle} QUENTIN	T Électrochimie.
M ^{me} TONNELAT	T	Relativité.	MONOD	T Biochimie cellulaire.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).	BENOIT	T Physiologie animale (Orsay).
SOUGHAY	T	Chimie (P.C.B.).	DE POSSEL	T Analyse numérique.
AIGRAIN	T	Electrotechn. générale.	CHARLOT	T Chimie analytique.
BRUSSET		Chimie minérale.	HAÏSSINSKY	T Radiochimie.
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).	LEMÉE	T Physiologie (B.M.P.V.) (Orsay).
M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.	GUÉRIN	T Chimie (Orsay).
M ^{me} HUREL-PY		Biologie végétale (P.C.B.).	M. CHATELET	Chimie (P.C.B.).
PIAUX	T	Chimie (S.P.C.N.).	JEAN	Physique (Orsay).
BRUN	T	Mécanique expérimentale des fluides.	MATTLER	T Physique (Orsay).
LEDERER	T	Chimie biologique.	Louis MICHEL	Physique théorique (Orsay).
M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.).	RUMPF	Chimie (P.C.B.).
M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).	BERGERARD	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).	BERTEIN	Électronique (Orsay).
COTTE	T	Physique (M.P.C.).	BOUSSIÈRES	Chimie des radioéléments (Orsay).
J. E. DUBOIS	T	Chimie (M.P.C.).	M ^{me} COUTURE	Thermodynamique et Mécanique physique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).	ELLENBERGER	Géologie appliquée.
André MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay).	FRANC	Biologie animale (P.C.B.).
OFMRR	T	Energétique générale.	SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay).
ROUAULT	T	Physique.	STOLKOWSKI	Biologie animale (P.C.B.).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.	ACHER	Chimie biologique (Orsay).
BARCHIEWITZ	T	Chimie physique.	BAUDOIN	Biologie.
BROSSEL	T	Physique atomique.	BEAUMONT	Biologie animale.
BUSER		Biol. animale (P.C.B.).	BLAMONT	Géophysique ionosphère.
CAMUS		Biol. végétale (P.C.B.).	BOURREAU	Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
CASTAING	T	Physique (Orsay).	D. CURIE	Physique (M.G.P.).
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.	DURAND-DEIGA	Géologie.
MOYSE	T	Physiol. vég. (Orsay).	FRÉON	Chimie organique (Orsay).
PANNETIER	T	Chimie (Orsay).	HELLER	Physiologie végétale.
POSSOMPES	T	Biol. animale (P.C.B.).	TORTRAT	Calcul des probabilités.
PULLMAN		Chimie théorique.	CAILLEUX	Géologie (S.P.C.N.).
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.	MAGNAN	T Physique (P.C.B.).
TONNELAT		Biologie physico-chimique.	DAUDEL	Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie théorique et à la Physique nucléaire.
VILLE	T	Économétrie.	M ^{me} FOURCROY	Biologie végétale (S.P.C.N.).
WILLEMART		Chimie (P. C. B.).	BARRAUD	Physiologie cellulaire.
DODÉ	T	Chimie (Orsay).	NOÏROT	Évolution des êtres organisés.
FREYMANN	T	Physique (S.P.C.N.).	M ^{me} FOURÈS-BRUHAT	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
GUINOCHE	T	Biologie végétale (Orsay).	M ^{me} VEIL	Physiologie générale.
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.).	LWOFF	T Microbiologie.
M ^{me} JOSIEN	T	Chimie (P.C.B.).	SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et Théorie des groupes.	LACOMBE	T Métallurgie (Orsay).
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).	BROCHARD	T Physique (P.C.B.) (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	CABANNES	T Mécanique générale.
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).	LESIEUR	T Mathématiques (M.P.C.) (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).	MAZET	T Mécanique générale (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.		
G. LUCAS	T	Géologie.		
ALLARD	T	Chimie physique.		
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).		
BRICARD	T	Météorologie.		
M ^{me} ALBE-FESSARD		Psycho-physiologie.		
FRIEDEL		Physique des solides (Orsay).		
M. JULIA		Chimie organ. structurale.		

Secrétaire Général R. POULLAIN



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A MONSIEUR LE PROFESSEUR MORAND

Hommage respectueux

REMERCIEMENTS

Je suis heureuse de pouvoir témoigner ma vive reconnaissance à M. le Professeur M. Morand, Directeur, et à Mme G. Darmois, Sous-Directeur, pour l'accueil bienveillant qu'ils m'ont réservé au laboratoire de Physique-Enseignement de la Faculté des Sciences de Paris.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur M. Morand pour l'intérêt soutenu qu'il a accordé à ce travail et les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Je remercie très vivement M. Tsai-Chu qui m'a proposé le sujet de ce travail et n'a cessé de me donner de précieux conseils au cours de discussions très profitables.

Enfin, je ne saurais passer sous silence les remerciements que je dois à Mme Desprez qui a mis à ma disposition tous les documents nécessaires, à Mme Willot pour l'aide qu'elle m'a apportée et à mes camarades pour l'atmosphère sympathique qu'ils ont su créer au laboratoire.

SUR LA DÉTERMINATION DE LA DIFFUSION MULTIPLE DES PARTICULES CHARGÉES DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES ⁽¹⁾

Par BRIGITTE DÉPAUX

INTRODUCTION

Différentes méthodes de mesure de la diffusion multiple.

Lorsqu'une particule chargée traverse une émulsion nucléaire, elle peut déplacer des électrons dans les grains de bromure d'argent qu'elle rencontre et les rendre développables. L'alignement des grains d'argent développés matérialise la trajectoire suivie par la particule à travers les atomes de l'émulsion. L'examen microscopique permet d'étudier les caractéristiques de cette trajectoire.

La particule chargée subit une succession de déviations lorsqu'elle passe au voisinage des atomes de l'émulsion : elle est soumise au champ coulombien du noyau qui est amorti, à très faible distance, par l'effet d'écran dû aux électrons gravitant autour de lui. La particule peut également être déviée de sa trajectoire sous l'effet de forces nucléaires non électriques. La résultante des diffusions élémentaires successives d'origine coulombienne subies par la particule au cours de la traversée d'une épaisseur donnée d'émulsion constitue le phénomène de diffusion multiple ; les déviations d'origine nucléaire, d'amplitude plus grande, caractérisent la diffusion simple. Nous exposerons plus loin les méthodes utilisées pour séparer les deux types de phénomènes.

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le
devant la Commission d'examen.

L'amplitude de la diffusion est fonction d'un certain nombre de facteurs, dépendant des caractéristiques de la particule et de la composition du milieu diffuseur (émulsion nucléaire en particulier). Il est bien évident, d'après les lois de l'action d'un champ électrique sur une particule chargée en mouvement, que l'angle de déviation élémentaire de la trajectoire de la particule dépend de sa masse, de sa charge et de sa vitesse; il est aussi fonction de la charge du noyau diffuseur. Si la particule parcourt une longueur donnée dans le milieu considéré, le nombre de diffusions élémentaires qu'elle subit est proportionnel au nombre de noyaux diffuseurs rencontrés, c'est-à-dire à leur densité.

La théorie montre que l'angle de diffusion multiple est inversement proportionnel au produit de la quantité de mouvement de la particule incidente par sa vitesse. En l'absence de champ magnétique, la mesure de la diffusion multiple, associée à celle de l'ionisation de la trace, constitue la méthode fondamentale pour déterminer l'énergie et la masse des particules.

Rappel des théories.

Différents auteurs ont traité, du point de vue théorique, le problème de la diffusion multiple. Nous citerons la théorie faite d'abord par Williams (1935, 1939, 1940) (31) (32) (33), dont le domaine d'application, assez restreint, a été étendu par la solution préconisée par Molière (1947, 1948) (24) (25).

Ces théories supposent que la déviation subie par une particule chargée au cours de la traversée d'une certaine épaisseur du milieu diffuseur résulte d'une succession de déviations élémentaires de valeur algébrique moyenne nulle et dont la probabilité est donnée par la loi de diffusion de Rutherford.

A partir de l'équation de Rutherford, qu'on intègre entre deux valeurs $\Phi_{\min}$ et $\Phi_{\max}$, on obtient, pour la valeur quadratique moyenne de ces déviations, l'expression suivante :

$$\langle \Phi \rangle = \frac{ze^2(NZ^2)^{1/2}S^{1/2}z}{p\beta c} \left(\text{Log} \frac{\Phi_{\max}^2}{\Phi_{\min}^2} \right)^{1/2}$$

dans laquelle $p\beta c$ désigne le produit de la quantité de mouvement de la particule incidente par sa vitesse, ze la charge de la particule, S l'épaisseur considérée, N et Z le nombre de noyaux diffuseurs par unité de volume et leur numéro atomique.

Les deux théories diffèrent dans l'évaluation des limites d'intégration. L'angle $\Phi_{\max}$ représente le plus grand angle de diffusion simple pouvant contribuer à la diffusion observée; il fait intervenir les dimensions finies du noyau diffuseur.

L'angle $\Phi_{\min}$ est lié à l'effet d'écran des électrons gravitant autour du noyau. Williams a considéré les deux cas limites où $\gamma = \frac{Zz}{137\beta} < 1$ et $\gg 1$. Molière a obtenu une expression de $\Phi_{\min}$ qui reste approximativement valable entre ces limites.

Dans les deux théories, apparaît le même terme de proportionnalité $\frac{ze^2(NZ^2)^{1/2}S^{1/2}}{p\beta c}$ pour un milieu diffuseur constitué de noyaux identiques, dans lequel $(NZ^2)^{1/2}$ devient $(\sum N_i Z_i^2)^{1/2}$ pour un milieu hétérogène tel qu'une émulsion nucléaire ; les deux théories introduisent également le nombre moyen de collisions subies par la particule dans la traversée de l'épaisseur considérée.

Définition pratique de l'angle de diffusion (fig. 1).

Considérons une trace partagée en cellules consécutives jointives de longueur constante S , que nous appelons longueur de cellule.

Soit $A_1, A_2, \dots, A_n$ les extrémités des cellules. Les tangentes en $A_1, A_2, \dots, A_n$ à la trace font les angles $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$ avec une direction fixe prise comme droite de référence. Les angles de diffusion successifs sont définis par $\Delta\theta_1 = \theta_1 - \theta_2, \Delta\theta_2 = \theta_2 - \theta_3, \dots, \Delta\theta_n = \theta_n - \theta_{n+1}$.

La moyenne arithmétique $\overline{\Delta\theta}$ des $\Delta\theta_i$ est liée au $p\beta c$ de la particule par la relation :

$$\overline{\Delta\theta} = \frac{K}{p\beta c} \sqrt{S}$$

K est appelée constante de diffusion ; elle dépend de la composition de l'émulsion, elle varie lentement avec la longueur de cellule et l'énergie.

En pratique, ce n'est pas l'angle entre les tangentes que l'on mesure. Nous reviendrons sur les différentes méthodes utilisées couramment et nous étudierons la constante de diffusion correspondant à chacune d'elles.

L'étude expérimentale montre que la distribution des angles de diffusion, rapportée à une longueur de cellule donnée et à une valeur déterminée du $p\beta c$, est la somme de deux fonctions : une fonction gaussienne, plus une queue attribuée aux angles de diffusion simple. Plusieurs procédés sont utilisés pour séparer le mieux possible les angles de diffusion simple de ceux de diffusion coulombienne multiple : le plus couramment employé consiste à supprimer tous les angles supérieurs à $4\Delta\theta$, $\Delta\theta$ étant la moyenne arithmétique des angles de diffusion multiple. Il

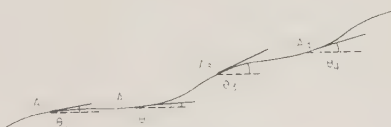


Fig. 1.
Définition de l'angle de diffusion.

est également possible de remplacer les angles supérieurs à $4\overline{\Delta\theta}$ par l'angle $4\overline{\Delta\theta}$.

A chaque procédé de coupure, correspond une valeur du facteur de proportionnalité K . Voyvodic et Pickup (28) ont donné les courbes de variation de K en fonction de la longueur de cellule, correspondant aux différents procédés de mesure et de coupure. Nous nous référerons à ces courbes.

Méthodes de mesures.

Les méthodes utilisées couramment dans les mesures de diffusion multiple sont basées soit sur la détermination directe des angles, soit sur la mesure des coordonnées de certains points de la trace. Nous exposerons ici la méthode de la tangente employée par le groupe de Bruxelles (1950) (20) (21), la méthode de la flèche préconisée par Fowler (18) et la méthode de la flèche modifiée ou du centre de gravité (26).

1° Méthode de la tangente. — Elle est basée sur la mesure directe d'angles. Comme il est difficile de déterminer la direction de la tangente à la trace, en fait, on détermine la direction de la droite qui coïncide le mieux avec la trace le long de la cellule considérée. Cette direction de la « meilleure droite » est comprise entre la direction de la tangente à l'entrée de la cellule et celle de la corde joignant les extrémités de la cellule. La « meilleure droite » est telle que les grains de la trace sont répartis également de part et d'autre.

Au point de vue expérimental, on dispose d'un réticule mobile, placé dans l'oculaire du microscope d'observation. On aligne le fil du réticule avec la trace, le long de la cellule et on repère sa direction sur un rapporteur fixe.

Cette méthode est particulièrement recommandée dans la mesure de la diffusion multiple de traces de faible énergie dont la direction varie très rapidement. Elle est également intéressante pour des traces inclinées mais au minimum d'ionisation qui présentent peu de grains et pour lesquelles la méthode des coordonnées peut être difficile à appliquer.

2° Méthode de la flèche. — On l'utilise pour des traces dont la direction reste toujours sensiblement la même, c'est-à-dire pour des traces d'énergie suffisamment élevée.

La trace est alignée à peu près parallèlement au déplacement de la platine. Sur un axe perpendiculaire, nous repérons l'ordonnée des points équidistants de la trace déterminant les extrémités des cellules

successives. L'angle entre deux cordes successives, exprimé en radians, égal à :

$$\frac{y_i - y_{i+1}}{S} - \frac{y_{i+1} - y_{i+2}}{S} = \frac{y_i - 2y_{i+1} + y_{i+2}}{S} = \frac{D}{S}$$

définit l'angle de diffusion. La relation fondamentale se met sous la forme $\overline{D} = KS^{3/2}/p\beta c$.

Les valeurs de la constante de diffusion données par les courbes de Voyvodic et Pickup (28) s'appliquent à la méthode de la flèche, donc aux angles entre cordes, avec ou sans coupure à quatre fois l'angle moyen.

3° Méthode du centre de gravité. — Pour déterminer avec plus de précision la configuration de la trace, on peut subdiviser une cellule de longueur S en m sous-cellules égales de longueur $s = S/m$; la moyenne des coordonnées des centres de gravité des sous-cellules représente la flèche du centre de gravité de la cellule S . Comme précédemment, on calcule la différence seconde des flèches des centres de gravité séparés par une longueur S .

Différentes sources d'erreurs.

Lorsqu'on mesure la diffusion multiple d'une trace, le résultat obtenu comprend, en plus de la diffusion coulombienne réelle, des erreurs dues à un certain nombre de facteurs. Nous distinguons trois sortes d'erreurs : bruit de fond de mesures, distorsion et diffusion parasite.

1° Bruit de fond. — La détermination de la trajectoire de la particule étudiée est rendue assez imprécise du fait que les grains impressionnés ne sont pas exactement alignés le long de la trace mais répartis de part et d'autre de la trajectoire.

De plus, l'expérimentateur commet des erreurs dans l'appréciation de la « meilleure droite » dans le cas de la méthode de la tangente ou de la position des grains dont on repère l'ordonnée dans la méthode de la flèche : pour une trace au minimum d'ionisation, l'extrémité de la cellule peut ne pas coïncider avec un grain, il faut alors apprécier, d'après la position des centres développés voisins, la trajectoire suivie par la particule. A cette erreur d'appréciation, s'ajoute une erreur de lecture liée à la précision de l'appareil. L'imperfection du mouvement de la platine et les variations de température introduisent également une erreur supplémentaire.

L'ensemble de ces erreurs constitue le bruit de fond : la théorie et l'expérience montrent qu'il est indépendant, dans la méthode de la

flèche, de la longueur de cellule utilisée. On peut le déterminer et l'éliminer ainsi facilement : la méthode couramment utilisée procède par élimination entre les mesures faites sur les cellules simples et les cellules doubles.

2° Distorsion. — Une autre source d'erreur provient de la distorsion des émulsions qui peut survenir au cours des différents processus de traitement des émulsions : collage sur des supports de verre, développement au cours duquel les émulsions subissent des variations brusques de température, fixage et séchage. La distorsion est caractérisée par des déformations continues affectant les émulsions sur des longueurs de l'ordre de grandeur des cellules utilisées. Dans ce cas, la valeur algébrique moyenne des angles de diffusion n'est plus nulle. Des méthodes de calcul permettent d'éliminer les effets dus à la distorsion. Nous les utiliserons dans la seconde partie.

3° Diffusion parasite. — Enfin, il faut faire intervenir une autre erreur provenant de petites déformations localisées ou dislocations de l'émulsion dont la direction et la grandeur sont réparties de manière quelconque. Cette erreur, très faible pour des cellules de petites dimensions, augmente avec la longueur de cellule ; nous la désignerons sous le terme de « diffusion parasite » (en anglais, *spurious scattering*).

Après avoir éliminé les effets dus à la distorsion et le bruit de fond, il restera à éliminer la diffusion parasite.

Position du problème.

Nous avons vu que l'angle de diffusion multiple est inversement proportionnel au $p\beta c$ de la particule incidente, c'est-à-dire au produit de sa quantité de mouvement par sa vitesse. Par suite, pour avoir un angle de diffusion mesurable, lorsque l'énergie augmente, il faut augmenter la longueur de cellule.

Dans toute mesure de diffusion multiple, il faut trouver un compromis entre les différents facteurs qui interviennent dans la mesure. Dans la méthode de la flèche, nous distinguerons :

— La diffusion vraie qui augmente comme la puissance $3/2$ de la longueur de cellule.

— Le bruit de fond proprement dit qui peut être considéré comme constant si les imperfections du mouvement de la platine ne sont pas trop importantes et irrégulières : on peut donc en prenant une longueur

de cellule suffisante, le rendre peu important par rapport à la diffusion vraie.

Sur une trace de longueur donnée, on se trouve limité dans l'augmentation de la longueur de cellule par le fait qu'on aura moins de cellules, d'où une précision statistique plus faible.

— La diffusion parasite qui augmente avec la longueur de cellule et devient importante pour les grandes cellules. Elle tend donc à limiter le domaine d'application des mesures de diffusion multiple pour les grandes énergies.

But du travail.

Ce travail comprend deux parties :

1° Dans le cas de particules de faible énergie, ici des mésons π s'arrêtant dans une émulsion nucléaire, la direction de la trace variant très rapidement, il semble préférable d'utiliser la méthode de la tangente. Nous nous proposons d'étudier l'élimination du bruit de fond et de déterminer la constante de diffusion multiple afin de la comparer avec la valeur théorique.

2° Dans le cas de particules de grande énergie, ici des protons de 2,1 GeV et de 6,2 GeV provenant du bévatron de Berkeley et des protons de 27 GeV fournis par le synchrotron du CERN, nous cherchons à réduire ou à éliminer, par la meilleure méthode possible, les erreurs qui s'ajoutent à la diffusion vraie : bruit de fond et diffusion parasite. Nous appliquerons la méthode de la flèche et celle du centre de gravité et nous comparerons les résultats obtenus. Nous étudierons en détail le bruit de fond et la diffusion parasite.

Nous chercherons ainsi à repousser les limites du domaine d'utilisation des mesures de diffusion multiple vers des énergies plus élevées. Avec la mise en marche des grands accélérateurs tels que celui du CERN, la possibilité d'utiliser la technique des émulsions nucléaires pour les particules de très haute énergie constitue un problème important.

Dans les deux parties de ce travail, les traces étudiées ont été repérées dans des émulsions Ilford G5, de fabrication courante. Ces émulsions, développées par les méthodes habituelles, sans précautions spéciales, ne sont pas exemptes de distorsion et de dislocations; toutefois, elles ne présentent pas de déformations très importantes.

PREMIÈRE PARTIE

APPLICATION DE LA MÉTHODE DE LA TANGENTE A LA MESURE DE LA DIFFUSION MULTIPLE DE PARTICULES EN FIN DE PARCOURS (8) (11)

La mesure de la diffusion multiple des particules en fin de parcours, dont la trajectoire est caractérisée par une variation très rapide de la direction, ne peut se faire commodément par la méthode de la flèche utilisée couramment aux grandes et moyennes énergies. La méthode de la flèche, qui permet des mesures rapides, une fois la trace alignée à peu près parallèlement au déplacement de la platine, ne présente plus d'avantage si l'on est obligé de changer constamment de droite de référence. Il est alors préférable d'utiliser la méthode de la tangente.

La constante de diffusion multiple a été étalonnée par différents auteurs (22) utilisant la méthode de la flèche dans une région d'énergie moyenne; les résultats obtenus sont en accord avec la valeur théorique mais il existe de grands écarts entre les points expérimentaux. Nous nous proposons, à l'aide de la méthode de la tangente, de déterminer la constante dans une région de faible énergie et de faire une étude du bruit de fond et de son élimination.

Conditions expérimentales.

1° **Émulsions.** — Nous avons repéré, dans une plaque Ilford G5 de $7,5 \times 15 \text{ cm}^2$, d'épaisseur 625μ , provenant d'un paquet d'émulsions sans support exposé au faisceau de protons de 6,2 GeV du bévatron de Berkeley, 40 traces de mésons π positifs ou négatifs qui s'y arrêtent. Le faisceau est très intense et nous avons recherché les mésons dans la région de la plaque où il doit y en avoir le plus. Les mésons π ont été identifiés soit par la désintégration $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$, soit par la formation d'étoiles sigma. Pour l'étude de la diffusion multiple, nous avons éliminé toutes les traces de mésons dont le parcours résiduel dans la plaque considérée est inférieur à 3 000 μ , et dont l'inclinaison par rapport au plan de l'émulsion, trop forte pour être négligée, entraîne des corrections dans la détermination des parcours. De plus, pour les traces utilisées, on peut négliger les effets dus aux déformations de l'émulsion.

2° **Microscope.** — Pour faire les mesures de diffusion multiple, nous nous sommes servi d'un microscope ordinaire, de manière à obtenir un bruit de fond mesurable, permettant de vérifier les formules d'élimination que nous allons proposer. Le microscope utilisé est un microscope Stiassnie binoculaire, équipé d'un objectif à immersion $\times 100$ Koristka et d'une paire d'oculaires $\times 4$. Pour repérer la direction de la trace, le long de chaque cellule, nous l'avons alignée avec un fil de réticule placé dans l'un des oculaires dont le mouvement de rotation est repéré avec précision sur un rapporteur permettant d'apprécier le $1/10$ de degré.

Nous avons partagé chaque trace en cellules de longueur constante égale à 44μ ; nous avons déterminé la direction de 50 cellules consécutives. Nous n'avons pas fait de mesures sur les 20 premières cellules à partir de la fin du parcours, soit sur 888μ : en effet, à l'extrémité de la trace, la variation de la diffusion coulombienne, ainsi que celle de la constante K , est beaucoup trop rapide.

Distribution angulaire de la diffusion multiple.

L'angle de diffusion est, par définition, la différence entre les directions θ_i et θ_{i+1} de deux cellules consécutives.

Dans l'intervalle de parcours sur lequel ont porté nos mesures,

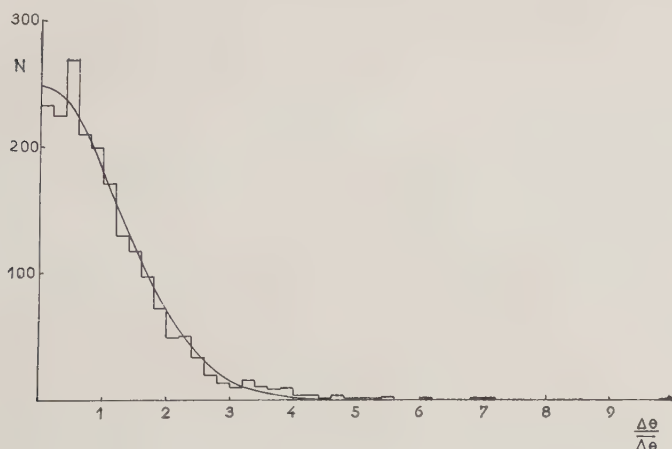


Fig. 2. — Distribution des angles de diffusion multiple des 40 mésons π .

l'énergie des mésons π varie de 6 à 12 MeV et le $\mu\beta c$ de 13 à 23 MeV ; il s'ensuit une variation rapide de l'angle de diffusion. En conséquence, nous avons réparti les mesures en cinq groupes ; chacune de ces sections,

correspondant à un intervalle de parcours bien déterminé, correspond à une bande d'énergie également bien déterminée. Nous avons calculé, pour chaque groupe, l'énergie moyenne que nous considérons comme constante dans tout le groupe.

Dans chaque section, nous avons calculé la valeur moyenne $\overline{\Delta\theta}$ des $\Delta\theta$, après élimination des angles supérieurs à $4\Delta\theta$ et nous avons normalisé chaque $\Delta\theta$ par rapport à $\overline{\Delta\theta}$. Nous avons alors construit l'histogramme de la figure 2, représentant le nombre de $\Delta\theta/\overline{\Delta\theta}$ compris dans un intervalle $\Delta\theta/\overline{\Delta\theta}$ donné, en fonction de la valeur de cet intervalle. Pour les petits angles, cet histogramme s'accorde bien avec une courbe gaussienne rapportée à la même surface ; il s'en écarte nettement pour les grands angles de diffusion.

A chaque valeur de $\Delta\theta$, nous avons fait correspondre $\Delta\theta^2$ et nous avons calculé le rapport $\sqrt{\Delta\theta^2/\overline{\Delta\theta}}$. Lorsque nous éliminons les angles supérieurs à $4\overline{\Delta\theta}$, ce rapport a pour valeur $1,29 \pm 0,01$; ce résultat est en accord avec la valeur prévue théoriquement pour une distribution gaussienne, qui est de $\sqrt{\pi/2} = 1,25$. Si nous conservons les angles supérieurs à $4\overline{\Delta\theta}$, nous obtenons la valeur de $1,37 \pm 0,03$ qui montre clairement l'écart entre la queue de diffusion et une répartition gaussienne.

Détermination de la constante de diffusion multiple.

Dans la région d'énergie sur laquelle ont porté nos mesures, des calculs utilisant les courbes de Voyvodic et Pickup (28) montrent que la constante de diffusion multiple ne varie pas de plus de 1 p. 100. L'erreur que nous introduisons en supposant qu'elle conserve une valeur constante est par conséquent négligeable par rapport aux autres sources d'erreurs.

Chaque mesure d'angle de diffusion comprend deux termes : le premier représente la diffusion réelle et le second le bruit de fond. Ces deux termes étant indépendants, il est possible d'écrire la relation :

$$\overline{\Delta\theta_1}^2 = \frac{K_1^2}{(\rho\beta c)^2} S + \varepsilon_1^2$$

dans laquelle $\Delta\theta_1$ désigne l'angle de diffusion multiple, K_1 la constante de diffusion, S la longueur de cellule exprimée en unités de 100 μ , $\rho\beta c$ le produit de la quantité de mouvement du méson π et de sa vitesse et ε_1 le bruit de fond des mesures exprimé en degrés comme $\Delta\theta_1$.

Ainsi qu'il a été fait dans l'étude de la distribution des angles de diffusion, nous avons groupé nos mesures en cinq sections comprenant sensiblement le même nombre de cellules et nous avons déterminé pour

chaque section la valeur moyenne de $(1/p\beta c)^2$ et le $\overline{\Delta\theta}$ correspondant pour les 40 mésons, obtenu après élimination des angles supérieurs à $4\Delta\theta$. Les mésons μ provenant de la désintégration des mésons π ayant des traces de longueur moyenne $605 \pm 9 \mu$, valeur pratiquement égale à celle donnée par Barkas et ses collaborateurs (3), nous avons utilisé leurs résultats pour calculer les valeurs du $p\beta c$ des mésons π . K_1 reste constant, mais $p\beta c$ variant très rapidement dans le domaine d'énergie considéré, il en est de même pour $\overline{\Delta\theta_1}$; la variation de $\overline{\Delta\theta_1}$ est donc grande par rapport à sa fluctuation statistique et il est possible de déterminer K_1 et ε_1 par la méthode graphique.

Les résultats des mesures sont donnés dans le tableau I.

La figure 3 montre la courbe obtenue en portant en abscisses $S(1/p\beta c)^2$ et en ordonnées $\overline{\Delta\theta_1}^2$, c'est une droite de pente K_1^2 et d'ordonnée à l'origine ε_1^2 . On en déduit $K_1 = 24,5 \pm 1,7$ et $\varepsilon_1 = 0,30$. La valeur de K_1 ainsi obtenue est en bon accord avec la valeur prévue par la théorie qui est de 24,7.

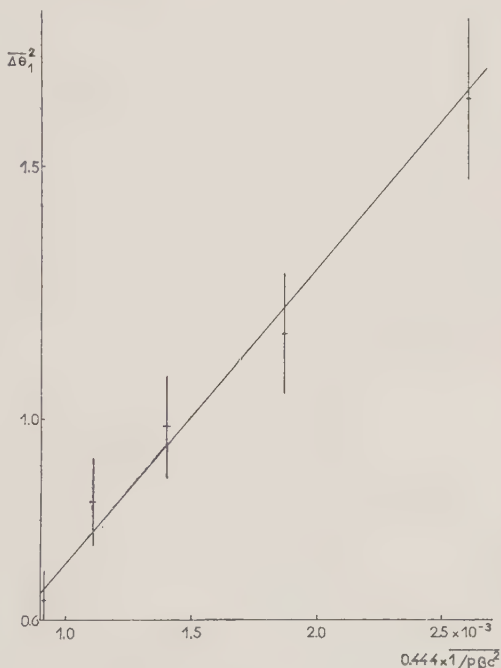


Fig. 3. — Détermination de la constante de diffusion multiple.

Méthode d'élimination.

A partir des mesures d'angles faites sur les cellules de $44,4 \mu$ auxquelles nous nous sommes rapporté jusqu'ici, on peut calculer la direction d'une cellule de longueur double. Si θ_i et θ_{i+1} sont les directions de deux cellules simples consécutives, la cellule double qu'elles forment, a pour direction :

$$\theta_2 = \frac{\theta_i + \theta_{i+1}}{2} \text{ (fig. 4).}$$

Les angles $\Delta\theta_2$, obtenus par différence entre deux angles consécutifs, définissent l'angle de diffusion multiple pour les cellules doubles. Selon

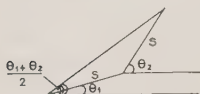


Fig. 4. — Détermination de la direction d'une cellule double à partir des directions des cellules simples qui la constituent.

que nous associons la $i^{\text{ème}}$ cellule simple avec la $(i - 1)^{\text{ème}}$ ou la $(i + 1)^{\text{ème}}$, nous obtenons deux séries de cellules doubles consécutives, décalées l'une par rapport à l'autre de la longueur d'une cellule simple.

Nous avons vu que, pour les cellules simples :

$$\overline{\Delta\theta_1}^2 = \frac{K_1^2}{(\rho\beta c)^2} S + \epsilon_1^2.$$

Pour les cellules doubles, nous pouvons écrire une relation du même type, soit :

$$\overline{\Delta\theta_2}^2 = \frac{K_2^2}{(\rho\beta c)^2} (2S) + \epsilon_2^2.$$

La constante K_2 doit être légèrement supérieure à K_1 , mais comme K_1 ; elle reste pratiquement constante dans le domaine d'énergie considéré. Nous avons déterminé K_1/K_2 à l'aide de la relation théorique :

$$K = \text{Cte} \left\{ 1,45 + 0,80 \left(\log_e \frac{0,94 S}{\beta^2 + 0,30} \right)^{1/2} \right\}$$

donnée par Voyvodic et Pickup (28), formule dans laquelle S est exprimée en microns. Le rapport K_2/K_1 calculé pour les cinq sections considérées conserve une valeur constante de 1,039.

Nous devons maintenant établir la relation qui lie ϵ_1 et ϵ_2 . Par définition :

$$\Delta\theta_2 = \frac{\theta_i + \theta_{i+1}}{2} - \frac{\theta_{i+2} + \theta_{i+3}}{2}$$

soit :

$$\begin{aligned} \Delta\theta_2 &= \frac{\theta_i - \theta_{i+2}}{2} + \frac{\theta_{i+1} - \theta_{i+3}}{2} \\ &= \frac{\theta_i - \theta_{i+1}}{2} + \frac{\theta_{i+1} - \theta_{i+2}}{2} + \frac{\theta_{i+1} - \theta_{i+2}}{2} + \frac{\theta_{i+2} - \theta_{i+3}}{2} \\ &= \frac{1}{2S} (D_i + 2D_{i+1} + D_{i+2}) \\ \Delta\theta_2^2 &= \frac{1}{4S^2} (D_i + 2D_{i+1} + D_{i+2})^2 \\ &= \frac{1}{4S^2} (D_i^2 + 4D_{i+1}^2 + D_{i+2}^2 + 4\overline{D_i D_{i+1}} + 4\overline{D_{i+1} D_{i+2}} + 2\overline{D_i D_{i+2}}). \end{aligned}$$

D'après les formules rappelées par d'Espagnat (15), nous avons :

$$\begin{aligned}\overline{D_1^2} &= (\text{diffusion pure})^2 + \varepsilon^2. \\ \overline{D_i D_{i+1}} &= 1/4 (\text{diffusion pure})^2 - 2/3 \varepsilon^2. \\ \overline{D_i D_{i+2}} &= \varepsilon^2/6.\end{aligned}$$

D'où :

$$\overline{\Delta\theta_2^2} = 2 (\text{diffusion pure})^2 + \varepsilon^2/4.$$

Nous avons groupé les mesures par sections telles que le parcours moyen de chaque section soit le même pour les mesures des cellules simples et des cellules doubles, et corresponde ainsi à la même énergie. Pour accorder les cellules simples aux cellules doubles, il a donc fallu faire légèrement chevaucher les sections de mesures des cellules simples.

Les résultats des mesures et des calculs sont donnés dans le tableau I. Nous obtenons $K_1 = 24,4 \pm 1,0$ et $\varepsilon_1 = 0,032$; ces valeurs sont en accord avec les valeurs obtenues précédemment par la méthode graphique. Pour un nombre total de cellules doubles indépendantes de 960, l'erreur sur K_1 due à la fluctuation statistique est égale à 0,7.

TABLEAU I

$\overline{\Delta\theta_1}$	$\overline{\Delta\theta_1^2}$	$\overline{(1/p\beta c)^2}$
1,278 $\pm$ 0,064	1,63 $\pm$ 0,16	5,873 $\cdot 10^{-3}$
1,080 $\pm$ 0,054	1,17 $\pm$ 0,12	4,214
0,992 $\pm$ 0,050	0,984 $\pm$ 0,10	3,150
0,914 $\pm$ 0,046	0,835 $\pm$ 0,084	2,503
0,802 $\pm$ 0,043	0,643 $\pm$ 0,069	2,061

$S \overline{(1/p\beta c)^2}$	$\overline{\Delta\theta_2}$	$\sqrt{4\overline{\Delta\theta_2^2} - \overline{\Delta\theta_1^2}}$	K_1
2,608 $\cdot 10^{-3}$	1,91 $\pm$ 0,14	3,60	25,5
1,871	1,44 $\pm$ 0,10	2,66	22,25
1,399	1,47 $\pm$ 0,10	2,76	26,7
1,111	1,28 $\pm$ 0,09	2,38	25,85
0,915	0,99 $\pm$ 0,07	1,81	21,65

Rapport entre la différence seconde et l'angle de diffusion.

Nous avons calculé la différence seconde $\Delta^2\theta$ des angles θ . La différence seconde est particulièrement utile pour éliminer l'influence des déformations de l'émulsion. Nous obtenons pour les cellules simples et les cellules doubles les relations suivantes :

$$\overline{\Delta^2\theta_1^2} = K_1^2 \gamma^2 (3/2) S(\overline{1/p\beta c})^2 + \epsilon_1'^2$$

$$\overline{\Delta^2\theta_2^2} = K_2^2 \gamma^2 (3/2) 2S(\overline{1/p\beta c})^2 + \epsilon_1'^2/4.$$

Le coefficient γ est une constante empirique légèrement supérieure à 1 ; le facteur $3/2$ résulte du calcul que nous allons donner :

$$\Delta\theta_i = \theta_i - \theta_{i+1} = D_i/S$$

$$\Delta\theta_{i+1} = \theta_{i+1} - \theta_{i+2} = D_{i+1}/S$$

$$\Delta^2\theta_i = (D_i - D_{i+1})/S$$

$$\overline{\Delta^2\theta_i^2} = 1/S^2 (\overline{D_i^2} + \overline{D_{i+1}^2} - 2\overline{D_i D_{i+1}})$$

$$= 1/S^2 (3/2 (\text{diffusion pure})^2 + 10/3 \epsilon^2)$$

$$\overline{\Delta^2\theta_i^2} = 3/2 (\text{diffusion pure})^2 + 10/3 \epsilon^2.$$

La moyenne pondérée de γ est $1,05 \pm 0,03$, valeur en accord avec celle donnée par Di Corato et ses collaborateurs (14) qui est de $1,06 \pm 0,01$.

Les résultats des calculs sont donnés dans le tableau II.

TABLEAU II

$\overline{\Delta^2\theta_1}$	$\overline{\Delta^2\theta_2}$	$\sqrt{4\overline{\Delta^2\theta_2^2} - \overline{\Delta^2\theta_1^2}}$	$\sqrt{S(\overline{1/p\beta c})}$	$K_1\gamma$	γ
1,590	2,172	4,042	$5,107 \cdot 10^{-2}$	23,4	0,918
1,420	1,884	3,490	4,391	23,5	1,056
1,299	1,802	3,362	3,783	26,25	0,983
1,209	1,664	3,101	3,370	27,2	1,052
1,077	1,413	2,613	3,061	25,25	1,166

La constante de diffusion multiple déduite de l'étude des mésons π de faible énergie ne diffère pas de plus de 1 0/0 de la valeur théorique. Il en résulte que la méthode de la tangente est d'une utilisation particulièrement recommandée dans le domaine des très faibles énergies de particules.

Les formules d'élimination que nous avons établies se sont trouvées vérifiées par l'expérience et par les calculs théoriques. Nous pouvons remarquer également que le bruit de fond des cellules doubles est inférieur à celui des cellules simples ; il n'est pas très grand, de sorte qu'avec un microscope plus précis que celui que nous avons utilisé, il est possible d'utiliser des cellules plus courtes, et par conséquent d'améliorer la précision.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE COMPARATIVE DE LA MÉTHODE DE LA FLÈCHE ET DE LA MÉTHODE DU CENTRE DE GRAVITÉ APPLIQUÉES A DES TRACES DE PROTONS DE GRANDE ÉNERGIE

La détermination de l'énergie des particules chargées rapides dans les émulsions nucléaires, à partir de mesures de diffusion multiple, est apparue, aux différents auteurs (1) (4) (6) (16) (17) (23) qui se sont penchés sur le problème, de plus en plus difficile et imprécise au fur et à mesure que l'énergie s'accroît. Le domaine d'application des mesures de diffusion multiple se trouve, par suite, limité à des énergies ne dépassant pas quelques GeV. Biswas (4) et ses collaborateurs, d'une part, Brisbout (6) et ses collaborateurs, d'autre part, ont montré que ceci est dû à l'existence, dans les émulsions, de petites dislocations de grandeur et de direction variables, dont l'effet est fonction croissante de la longueur de cellule utilisée.

Nous nous proposons de mesurer la diffusion multiple de traces de protons d'énergies respectives 2,1 GeV, 6,2 GeV et 27 GeV par la méthode de la flèche de Fowler (18), couramment utilisée : nous cherchons à éliminer le bruit de fond de mesure et à évaluer la contribution due aux dislocations (diffusion « parasite »). La diffusion parasite due à l'émulsion elle-même, croissant avec la longueur de cellule, est, par conséquent, difficile à distinguer de la véritable diffusion coulombienne.

Il nous a paru préférable d'utiliser la méthode de centre de gravité qui présente l'avantage de diminuer le bruit de fond de mesure.

La comparaison des résultats obtenus sur les mêmes traces, par application des deux méthodes, nous permet de préconiser la méthode du centre de gravité, lorsqu'il s'agit de mesurer la diffusion multiple de traces de grande énergie.

Conditions expérimentales.

Notre étude a porté tout d'abord sur des traces de protons repérées dans deux plaques exposées respectivement aux faisceaux de 2,1 et 6,2 GeV du bévatron de Berkeley. Au cours de l'irradiation, chacune

de ces plaques faisait partie d'un paquet constitué de 15 émulsions sans support de $625\text{ }\mu$ d'épaisseur, de $7,5 \times 15\text{ cm}^2$ de surface. Le faisceau traversait l'émulsion parallèlement à sa longueur et les particules parcouraient environ 15 mm dans chaque feuillet.

Nous avons dépouillé les plaques à l'aide du microscope Koristka MS2 ; nous avons repéré les étoiles d'interaction des protons avec les noyaux de l'émulsion, situées à une distance de 4 cm de l'entrée du faisceau et à moins de $100\text{ }\mu$ du support de verre ; nous avons suivi la trace correspondante du proton incident, dont la direction et la granulation sont bien définies. Nous avons mesuré la diffusion multiple des traces de longueur minimum 1 cm.

Nous avons ainsi repéré 20 traces de protons de 6,2 GeV et 38 traces de protons de 2,1 GeV. Les mesures de diffusion multiple ont été effectuées sur une longueur de 1 cm, à partir de l'étoile.

Le dispositif de mesure était constitué par un microscope Koristka, du type MS2, particulièrement stable et adapté aux mesures de diffusion multiple. La platine tournante permet d'orienter avec précision l'émulsion de façon que la trace à étudier soit sensiblement parallèle au déplacement de la platine suivant l'axe des x : on peut ainsi conserver, sur toute la longueur de la trace, le même axe de référence. D'autre part, un dispositif permet de déplacer la platine de longueurs consécutives constantes. L'ordonnée des grains de la trace que l'on a à déterminer est repérée facilement grâce à un fil de réticule mobile qu'on déplace de façon à le faire coïncider avec la croisée de la trace et d'un fil de réticule fixe perpendiculaire au premier, ces deux fils étant placés dans l'oculaire équipant le microscope.

Ayant eu la possibilité d'exposer un paquet d'émulsions au faisceau du grand accélérateur du CERN, nous avons effectué le même travail sur des traces de protons de 27 GeV, que nous avons repérées dans une émulsion de ce paquet composé de 50 feuillets de $600\text{ }\mu$ d'épaisseur et de $10 \times 20\text{ cm}^2$ de surface. Les traces étudiées, sensiblement parallèles au plan de l'émulsion, ont été mesurées sur une longueur d'au moins 4 cm à partir de 1 cm de l'entrée du faisceau. Le microscope utilisé était un Koristka, du type R4, équipé, comme le MS2, d'un objectif à immersion $\times 100$ et d'un oculaire à réticule.

Procédé de mesure.

1° Traces de 2,1 GeV et 6,2 GeV. — Sur chaque trace que nous avons, au préalable, orientée dans la direction du déplacement de la platine selon l'axe des x , nous avons fait 9 séries de mesures. Soit S la longueur de cellule fondamentale, que nous partageons en 10 sous-cellules de longueur $s = S/10$.

Les séries successives de mesures faites sur une même trace ont eu

pour but de réduire le plus possible les effets de la légère instabilité de la platine du microscope.

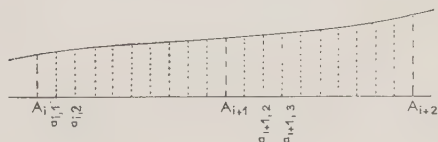
Désignons par $A_i, A_{i+1}, A_{i+2}, \dots$, les extrémités des cellules fondamentales, par $a_{i,1}, a_{i,2}, \dots$ les extrémités des sous-cellules de la $i^{\text{ème}}$ cellule fondamentale (fig. 5).

Dans la première série de mesures, nous repérons les coordonnées de $A_i, a_{i,1}, A_{i+1}, a_{i+1,1}, \dots$; dans la 2^e, les coordonnées de $A_i, a_{i,2}, A_{i+1}, a_{i+1,2} \dots$. Les coordonnées trouvées pour les A_i dans les 9 séries de mesures sont légèrement décalées les unes par rapport aux autres : nous calculons la translation d'où nous déduisons les coordonnées des $a_{i,n}$ rapportées à un même axe.

Environ 1/2 heure avant de commencer les mesures, nous avons allumé le dispositif d'éclairage des plaques, de façon que la température d'équilibre soit à peu près atteinte : nous réduisons ainsi la valeur du bruit de fond de température.

A partir de nos mesures, nous obtenons, d'une part, 9 séries de mesures

Fig. 5.
Schéma du procédé de mesure.



des coordonnées des A_i (pour la méthode dite ordinaire) et, d'autre part, une série de mesures des A_i et des $a_{i,n}$ permettant de déterminer les coordonnées des centres de gravité des cellules fondamentales (pour la méthode du centre de gravité).

Les mesures effectuées sont les suivantes : dans la plaque exposée au faisceau de 2,1 GeV, nous avons déterminé la diffusion multiple de 38 traces de protons par la méthode ordinaire avec une cellule fondamentale de 500 μ ; nous avons également calculé la diffusion multiple pour des cellules de 1 000 μ , 1 500 μ , 2 000 μ . Pour 20 de ces traces, nous avons déterminé les coordonnées des centres de gravité à l'aide de sous-cellules de 50 μ , et nous en avons déduit la diffusion multiple pour des cellules de 500 μ , 1 000 μ , 1 500 μ , 2 000 μ .

Dans la plaque exposée au faisceau de 6,2 GeV, 20 traces de protons ont été étudiées : par la méthode ordinaire, nous avons mesuré la diffusion multiple correspondant à des cellules de 500 μ , 1 000 μ , 1 500 μ , 2 000 μ . Pour la méthode du centre de gravité, nous avons utilisé des sous-cellules de 100 μ . Les calculs des différences secondes des coordonnées ont été menés de façon identique pour les traces de 2,1 et 6,2 GeV.

2° Traces de 27 GeV. — Nous n'avons effectué qu'une série de mesures par trace. Nous avons déterminé la diffusion multiple de 13 traces de longueur totale 70 cm.

Les longueurs de cellules utilisées ont été les suivantes : 2 000 μ , 4 000 μ , 6 000 μ , 8 000 μ , 10 000 μ , avec, pour la méthode du centre de gravité, des sous-cellules de 500 μ .

Méthode ordinaire.

Étude du bruit de fond. — Un calcul simple, identique à celui effectué dans la 1^{re} partie, permet de déterminer les différences secondes de cellules multiples à partir des différences secondes mesurées pour les cellules simples. Il montre, en particulier, que le bruit de fond de mesure est constant quelle que soit la longueur de cellule utilisée. Il est donc très facile de l'éliminer en mesurant la diffusion multiple avec des cellules de longueur S et de longueur nS , n étant un nombre entier.

Élimination de la distorsion. — L'examen de la répartition, par rapport à la valeur zéro, des différences secondes mesurées pour chaque longueur de cellule et pour chaque trace, a permis de mettre en évidence une distorsion des émulsions, particulièrement nette dans la plaque de 2,1 GeV. Peu importante pour des cellules de 500 μ , sa contribution n'est plus négligeable pour des cellules plus longues.

Nous nous sommes efforcé d'éliminer, tout au moins partiellement, les effets de la distorsion, en supposant qu'elle crée une courbure constante des traces. Dans ce but, nous avons déterminé, pour chaque trace et chaque longueur de cellule, la moyenne algébrique α des différences secondes. La correction que nous avons faite a consisté à retrancher α de chaque différence seconde : la moyenne algébrique des valeurs ainsi obtenues est nulle. Nous utiliserons, dans la suite, les valeurs ainsi corrigées.

Nous rattachons à la diffusion parasite les effets possibles dus à une distorsion d'un type différent.

Étude de la diffusion parasite (12). — Pour obtenir une détermination valable de l'énergie de particules de plusieurs GeV, à partir de mesures de diffusion multiple, il est nécessaire de connaître la contribution de la diffusion parasite.

L'étude de sa variation en fonction de la longueur de cellule est indispensable ; une fois celle-ci connue, nous pourrions facilement éliminer la diffusion parasite par un procédé analogue à celui utilisé pour éliminer le bruit de fond.

La valeur quadratique moyenne des différences secondes (après élimination de la distorsion) est liée à la diffusion coulombienne ($KS^{3/2}$), au bruit de fond de mesures (e_1) et à la diffusion parasite (e_2) par la relation suivante :

$$\overline{D^2} = K^2 S^3 + e_1^2 + e_2^2. \quad (1)$$

La courbe obtenue en portant en abscisses S^2 et en ordonnées $\bar{D}^2 - K^2 S^2$ est, aux erreurs expérimentales près, une droite dont l'ordonnée à l'origine permet de déterminer e_1 (fig. 6). Nous pouvons en déduire que e_2^2 est sensiblement proportionnel à S^2 : e_2 est de la forme kS .

Fig. 6a.

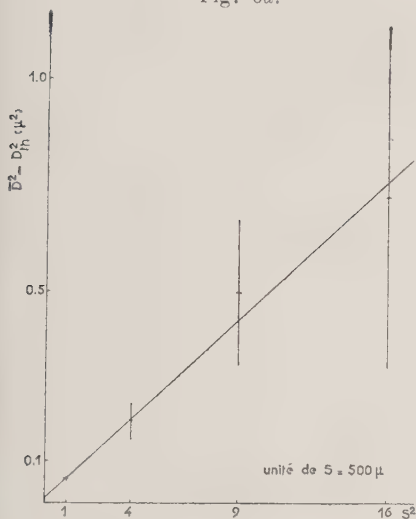
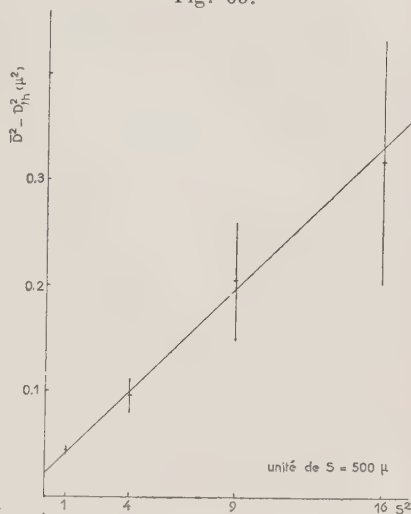


Fig. 6b.



==

Fig. 6. — Variation de la diffusion parasite avec la longueur de cellule (Méthode ordinaire).

- 6a. — Traces de protons de 2,1 GeV.
 6b. — Traces de protons de 6,2 GeV.
 6c. — Traces de protons de 27 GeV.

==

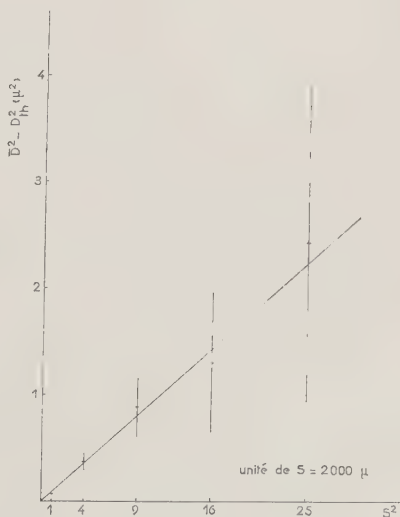


Fig. 6c.

Les résultats des mesures et des calculs sont donnés dans le tableau III.

Le bruit de fond ainsi déterminé a pour valeur $e_1 = 0,14 \pm 0,03 \mu$ pour les traces de 2,1 et 6,2 GeV. Le coefficient k , caractérisant e_2 , a pour valeur $0,142 \pm 0,005 \mu$ pour 500 μ dans la plaque de 6,2 GeV et $0,209 \pm 0,010 \mu$ pour 500 μ dans celle de 2,1 GeV. Dans la plaque de 27 GeV, le coefficient k est égal à $0,292 \pm 0,012 \mu$ pour une cellule de 2 000 μ .

Ces valeurs montrent l'importance de la contribution de la diffusion parasite dans la valeur quadratique moyenne des différences secondes.

Nous avons cherché à étudier avec plus de précision la variation de e_2 avec S ; e_2 peut se mettre sous la forme $e_2 = kS^x$. La courbe obtenue en portant $\log_{10} e_2$ en fonction de $\log_{10} S$ est une droite de pente x (fig. 7). Nous obtenons ainsi pour les traces de 2,1 GeV, $x = 1,12 \pm 0,02$, pour celles de 6,2 GeV, $x = 1,02 \pm 0,02$ et pour celles de 27 GeV, $x = 1,16 \pm 0,05$.

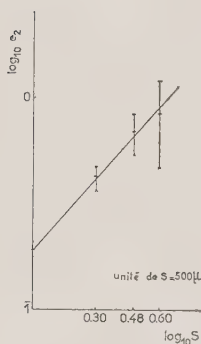


Fig. 7a.

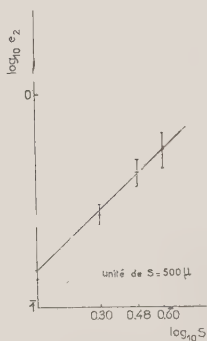


Fig. 7b.

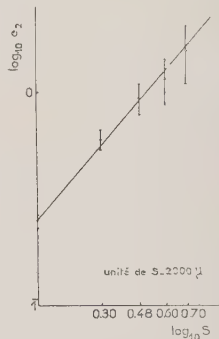


Fig. 7c.

Fig. 7. — Détermination de la loi de variation de e_2 avec la longueur de cellule (Méthode ordinaire).

7a. — Traces de protons de 2,1 GeV.

7b. — Traces de protons de 6,2 GeV.

7c. — Traces de protons de 27 GeV.

Ces résultats sont comparables à ceux qu'ont publié différents auteurs. Les valeurs de x varient d'un auteur à l'autre : Biswas, Peters et Rama (4) qui ont fait la première étude de la diffusion parasite ont obtenu une valeur de x de l'ordre de 1,5. Lohrman et Teucher (23), Apostolakis et ses collaborateurs (1) donnent une valeur de x sensiblement égale à l'unité. Brisbout et ses collaborateurs (16) ont obtenu $x \sim 0,7$, mais ils éliminent probablement une partie de la diffusion

TABLEAU III

<i>Traces de 2,1 GeV</i>					
S	500 μ	1 000 μ	1 500 μ	2 000 μ	
$\bar{D}$ (μ) . . .	0,305	0,715	1,267	1,854	
D_{th} (μ) . . .	0,192	0,564	1,053	1,648	
e_2 (μ) . . .	0,191 $\pm$ 0,015	0,415 $\pm$ 0,056	0,69 $\pm$ 0,15	0,84 $\pm$ 0,37	
<i>Traces de 6,2 GeV</i>					
S	500 μ	1 000 μ	1 500 μ	2 000 μ	
$\bar{D}$ (μ) . . .	0,223	0,379	0,609	0,850	
D_{th} (μ) . . .	0,074	0,218	0,407	0,634	
e_2 (μ) . . .	0,149 $\pm$ 0,013	0,272 $\pm$ 0,030	0,428 $\pm$ 0,063	0,55 $\pm$ 0,10	
<i>Traces de 27 GeV</i>					
S	2 000 μ	4 000 μ	6 000 μ	8 000 μ	10 000 μ
$\bar{D}$ (μ) . . .	0,308	0,765	1,282	1,776	2,478
D_{th} (μ) . . .	0,160	0,466	0,875	1,363	1,926
e_2 (μ) . . .	0,250 $\pm$ 0,017	0,600 $\pm$ 0,065	0,93 $\pm$ 0,15	1,14 $\pm$ 0,28	1,56 $\pm$ 0,48

parasite avec le bruit de fond, considéré comme variant selon la puissance 0,25 de la longueur de cellule. Enfin, Biswas, Prasad et Mitra (5), utilisant deux paquets d'émulsions exposés aux faisceaux de protons de 6,2 GeV et 5,7 GeV de Berkeley, attribuent à α une valeur de 0,8 environ pour des cellules comprises entre 1 000 et 3 000 μ et de 0,5 pour des cellules plus grandes.

Méthode du centre de gravité.

Calcul de la constante de diffusion multiple et du bruit de fond de mesure (13). — Avant de nous pencher sur l'étude de la contribution de la diffusion parasite, dans la méthode du centre de gravité, il est indispensable d'établir les relations fondamentales donnant $\overline{D_i^2}$, $\overline{D_i D_{i+1}}$, $\overline{D_i D_{i+2}}$, en tenant compte uniquement de la diffusion vraie et du bruit de fond de mesure.

Considérons une cellule fondamentale divisée en m sous-cellules de longueurs égales. Désignons par $y_1, y_2, \dots, y_m$ les flèches des centres de gravité de chaque sous-cellule. La flèche de la cellule fondamentale est la moyenne des flèches des sous-cellules qui la constituent.

La différence seconde des flèches des cellules fondamentales s'écrit sous la forme :

$$D_{(m)} = (y_1 + y_2 + \dots + y_m)/m - 2(y_{m+1} + y_{m+2} + \dots + y_{2m})/m + (y_{2m+1} + y_{2m+2} + \dots + y_{3m})/m.$$

Cette expression peut se transformer en faisant intervenir les différences secondes d_i des sous-cellules, d_i étant égale à $y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1}$.

Considérons le cas simple où $m = 5$; nous avons :

$$5D(5) = d_2 + 3d_3 + 6d_4 + 10d_5 + 15d_6 + 18d_7 + 19d_8 + 18d_9 + 15d_{10} + 10d_{11} + 6d_{12} + 3d_{13} + d_{14}.$$

Nous en déduisons :

$$25\overline{D_i^2} = 1751\overline{d_i^2} + 3372\overline{d_i d_{i+1}} + 1506\overline{d_i d_{i+2}} + \dots$$

$$25\overline{D_i D_{i+1}} = 666\overline{d_i^2} + 1377\overline{d_i d_{i+1}} + 1492\overline{d_i d_{i+2}} + \dots$$

$$25\overline{D_i D_{i+2}} = 21\overline{d_i^2} + 62\overline{d_i d_{i+1}} + 127\overline{d_i d_{i+2}} + \dots$$

Or, nous savons que (15) :

$$\begin{aligned} \overline{d_i^2} &= K^2 s^3 + e_1^2 \\ \overline{d_i d_{i+1}} &= 1/4 K^2 s^3 - 2/3 e_1^2 \\ \overline{d_i d_{i+2}} &= 1/6 e_1^2 \end{aligned}$$

K représentant la constante de diffusion multiple de la sous-cellule, s la longueur de la sous-cellule, e_1 le bruit de fond de mesure de la sous-cellule. De cette façon, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \overline{25D_i^2} = 2594 K^2 S^3 + 5 e_1^2 \\
 \text{d'où :} \quad & \overline{D_1^2} = 0,83008 K^2 S^3 + e_1^2/5 \\
 (2) \quad & \overline{25D_i D_{i+1}} = 1010,25 K^2 S^3 - 10/3 e_1^2 \\
 \text{d'où :} \quad & \overline{D_i D_{i+1}} = 0,32328 K^2 S^3 - 2/3 (e_1^2/5) \\
 (3) \quad & \overline{25D_i D_{i+2}} = 36,5 K^2 S^3 + 5/6 e_1^2 \\
 \text{d'où :} \quad & \overline{D_i D_{i+2}} = 0,0116 K^2 S^3 + 1/6 (e_1^2/5).
 \end{aligned}$$

relations dans lesquelles S est la longueur de la cellule fondamentale.

D'une manière générale, nous avons :

$$mD(m) = \sum_1^{m+1} C_n^2 d_n + \sum_{m+2}^{2m-1} a_n d_n + \sum_{2m}^{3m} C_{3m-n+1}^2 d_n$$

avec :

$$C_n^2 = n(n-1)/2, \quad n \text{ variant de } 1 \text{ à } (m+1),$$

$$C_{3m-n+1}^2 = (3m-n)(3m-n+1)/2, \quad n \text{ variant de } 2m \text{ à } 3m,$$

$$a_n = (n-1)(2m+2-n)/2 + \sum_{x=m+2}^n (2m-x), \quad n \text{ variant de } (m+2) \text{ à } (2m-1).$$

Nous en déduisons que :

$$\begin{aligned}
 m^2 \overline{D_i^2(m)} &= (m/20)(11m^4 + 5m^2 + 4) \overline{d_i^2} + (m/10)(11m^4 - 5m^2 - 6) \overline{d_i d_{i+1}} \\
 &\quad + (m/10)(11m^4 - 35m^2 + 24) \overline{d_i d_{i+2}}.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 m^2 \overline{D_i(m) D_{i+1}(m)} &= (m/60)(13m^4 - 5m^2 - 8) \overline{d_i^2} + (m/30) \\
 &\quad (13m^4 + 5m^2 + 12) \overline{d_i d_{i+1}} + (m/30)(13m^4 + 35m^2 - 48) \overline{d_i d_{i+2}}.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 m^2 \overline{D_i(m) D_{i+2}(m)} &= (m/120)(m^4 - 5m^2 + 4) \overline{d_i^2} + (m/60) \\
 &\quad (m^4 + 5m^2 - 6) \overline{d_i d_{i+1}} + (m/60)(m^4 + 35m^2 + 24) \overline{d_i d_{i+2}}.
 \end{aligned}$$

D'où il vient :

$$\overline{D_i(m)^2} = (33/40 + 1/8m^2 + 1/20m^4) K^2 S^3 + e_1^2/m.$$

$$\overline{D_i(m) D_{i+1}(m)} = (13/40 - 1/24m^2 - 1/30m^4) K^2 S^3 - 2/3 (e_1^2/m).$$

$$\overline{D_i(m) D_{i+2}(m)} = (1/80 - 1/48m^2 + 1/120m^4) K^2 S^3 + 1/6 (e_1^2/m).$$

Lorsque m tend vers l'infini, les coefficients de K^2 dans les trois relations précédentes tendent respectivement vers 0,825 ; 0,325 ; 0,0125. De plus, la valeur de K utilisée, correspondant à la longueur de la sous-cellule, est plus faible que la valeur utilisée dans la méthode ordinaire, qui correspond à la cellule fondamentale. Pour ces deux raisons,

la diffusion vraie est plus faible. Il est, de plus, intéressant d'observer que le bruit de fond de mesure est diminué, puisque divisé par $\sqrt{m}$.

Étude du bruit de fond. — Afin de comparer les deux méthodes de détermination de la diffusion multiple que nous avons utilisées, nous avons étudié, de la même façon que précédemment, la variation de la diffusion parasite dans la méthode du centre de gravité appliquée aux mêmes traces.

Fig. 8a.

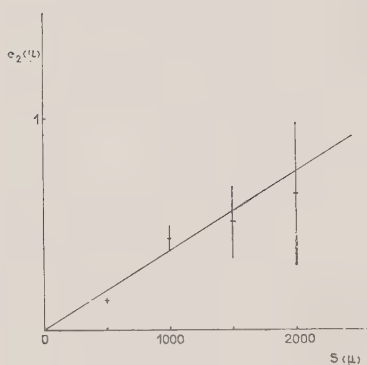


Fig. 8b.

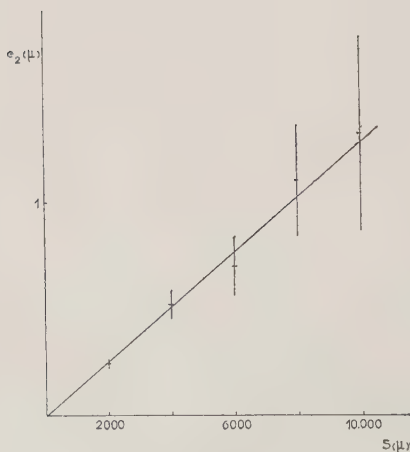
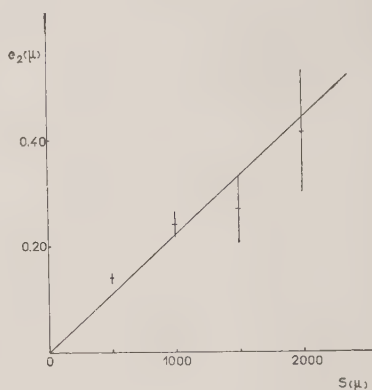


Fig. 8c.

Fig. 8. — Variation de la diffusion parasite avec la longueur de cellule (Méthode du centre de gravité).

8a. — Traces de protons de 2,1 GeV.

8b. — Traces de protons de 6,2 GeV.

8c. — Traces de protons de 27 GeV.

Nous observons tout d'abord que la proportion n des valeurs de D_i supérieures à $4\bar{D}_i$, qui était de l'ordre de 1 p. 100 dans la méthode ordinaire, est plus faible dans la méthode du centre de gravité. Ceci s'explique par le fait que la détermination des flèches, reposant sur un plus grand nombre de pointés, réduit l'importance des grands écarts dus, non à une diffusion simple, mais à une mauvaise évaluation des coordonnées.

Dans les calculs théoriques de la véritable diffusion coulombienne, nous utiliserons la valeur de K sans coupure, correspondant à la longueur de la sous-cellule, donnée par les courbes de Voyvodic et Pickup (28) ; l'emploi de K sans coupure s'explique par le fait que nous n'éliminons pas les d_i supérieurs à $4\bar{d}_i$, relatifs aux sous-cellules, la contribution des différents d_i aux valeurs D_i variant selon le rang de la sous-cellule à l'intérieur de la cellule fondamentale. Les éliminations des D_i supérieurs à $4\bar{D}_i$ ne sont faites que dans le cadre des cellules fondamentales.

Nous allons étudier la variation de la diffusion parasite en fonction de la longueur des cellules fondamentales S . Nous avons la relation suivante :

$$\overline{D_i(m)}^2 = (33/40 + 1/8m^2 + 1/20m^4)K^2S^3 + e_1^2/m + e_2^2$$

(m désigne le nombre de sous-cellules). Pour déterminer les valeurs du bruit de fond e_1 , nous avons mesuré la moyenne des différences secondes pour des cellules de 50 μ ou 100 μ , pour lesquelles le bruit de fond est prépondérant. Les valeurs obtenues sont les suivantes : 0,20 μ pour les traces de 2,1 GeV ; 0,14 μ pour celles de 6,2 GeV ; 0,07 μ pour celles de 27 GeV.

Les différences secondes utilisées sont celles obtenues après correction de la distorsion. Les résultats sont donnés dans le tableau IV.

L'examen de ces résultats et des courbes (fig. 8) montre que la diffusion parasite est sensiblement proportionnelle à la longueur de la cellule fondamentale. Dans la plaque de 2,1 GeV, elle est de $0,172 \pm 0,006 \mu$ pour une cellule de 500 μ ; dans la plaque de 6,2 GeV, elle est de $0,111 \pm 0,011 \mu$ pour 500 μ et dans celle de 27 GeV de $0,254 \pm 0,006 \mu$ pour 2 000 μ . Ces valeurs sont plus faibles que celles obtenues par la méthode ordinaire : leur rapport est sensiblement le même que celui des valeurs théoriques de la diffusion coulombienne calculées pour les deux méthodes de mesures.

De ces résultats, il ressort que le bruit de fond global (bruit de fond de mesures + diffusion parasite) est réduit par l'emploi de la méthode du centre de gravité dans des proportions plus importantes que la diffusion coulombienne ; un même nombre de mesures faites sur une trace

TABLEAU IV

Traces de 2,1 GeV				
S	500 μ	1 000 μ	1 500 μ	2 000 μ
$\bar{D}$ (μ) . . .	0,224	0,628	0,978	1,437
D_{th} (μ) . .	0,161	0,455	0,836	1,287
e_2 (μ) . . .	0,142 $\pm$ 0,015	0,430 $\pm$ 0,058	0,51 $\pm$ 0,17	0,64 $\pm$ 0,33

Traces de 6,2 GeV				
S	500 μ	1 000 μ	1 500 μ	2 000 μ
$\bar{D}$ (μ) . . .	0,167	0,307	0,434	0,667
D_{th} (μ) . .	0,065	0,185	0,339	0,522
e_2 (μ) . . .	0,139 $\pm$ 0,008	0,241 $\pm$ 0,024	0,268 $\pm$ 0,063	0,41 $\pm$ 0,11

Traces de 27 GeV					
S	2 000 μ	4 000 μ	6 000 μ	8 000 μ	10 000 μ
$\bar{D}$ (μ) . . .	0,287	0,661	1,025	1,597	2,098
D_{th} (μ) . .	0,144	0,408	0,750	1,154	1,613
e_2 (μ) . . .	0,244 $\pm$ 0,016	0,519 $\pm$ 0,061	0,70 $\pm$ 0,13	1,10 $\pm$ 0,26	1,32 $\pm$ 0,45

conduit donc à une détermination meilleure de son énergie, la précision des mesures étant en particulier fonction du rapport du bruit de fond global et de la diffusion coulombienne (22).

Comme pour la méthode ordinaire, nous avons étudié avec plus de précision la variation de e_2 avec S. Ecrivons e_2 sous la forme $e_2 = kS^x$.

La courbe $\log_{10} e_2$ en fonction de $\log_{10} S$ (fig. 9) est une droite de pente x . Les valeurs de x sont les suivantes : pour les traces de

2,1 GeV, $x = 1,09 \pm 0,03$; pour celles de 6,2 GeV, $x = 0,78 \pm 0,02$ et celles de 27 GeV, $x = 1,05 \pm 0,03$. Remarquons que les valeurs de x ainsi obtenues sont un peu plus faibles que les valeurs correspondantes données par la méthode ordinaire.

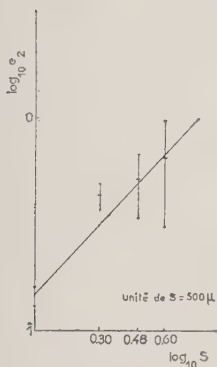


Fig. 9a.

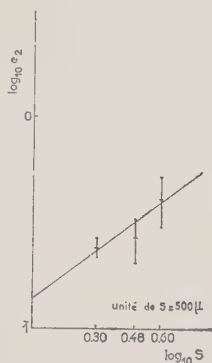


Fig. 9b.

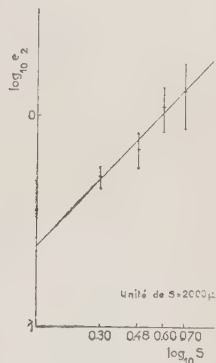


Fig. 9c.

Fig. 9. — Détermination de la loi de variation de e_2 avec la longueur de cellule (Méthode du centre de gravité).

9a. — Traces de protons de 2,1 GeV.

9b. — Traces de protons de 6,2 GeV.

9c. — Traces de protons de 27 GeV.

Étude de la différence troisième. — Dans une publication récente, I. Ya. Charnikov (7) et ses collaborateurs ont étudié la contribution de la diffusion parasite dans la différence troisième ; la mise en évidence d'un rapport constant ($\rho^2 \sim 10/3$) entre le bruit de fond global dans D'' et D''' leur a permis de l'éliminer entre les relations :

$$\begin{aligned} \overline{D''^2} &= K^2 S^3 + e^2 \\ \overline{D'''^2} &= 3/2 K^2 S^3 + \rho^2 e^2. \end{aligned}$$

Une telle élimination est-elle possible avec la méthode du centre de gravité ?

Le calcul permet d'établir que :

$$\begin{aligned} m^2 \overline{D'''(m)^2} &= 2m/3 (m^4 + m^2 + 1) \overline{d_i^2} + 2m/3 (2m^4 - 2m^2 - 3) \overline{d_i d_{i+1}} \\ &\quad + 4m/3 (m^4 - 7m^2 + 6) \overline{d_i d_{i+2}}. \end{aligned}$$

En évaluant les termes dus à la diffusion parasite dans $\overline{D_i''(m)^2}$ et $\overline{D_i''(m)^2}$ et en faisant leur rapport, il apparaît que dès que le nombre de sous-cellules est supérieur à 5, le rapport ρ^2 tend très rapidement vers une valeur constante égale à $40/33$. Or, le rapport des diffusions vraies tend vers cette valeur, de sorte qu'une élimination de la diffusion parasite est impossible par cette méthode.

Étude de la distribution des différences secondes.

La courbe de distribution des différences secondes mesurées (donc affectées d'un bruit de fond de mesure) a été étudiée en l'absence de diffusion parasite. C'est une courbe gaussienne jusqu'à environ $4\bar{D}$, prolongée par une queue.

Il est intéressant de savoir si cette distribution est affectée par la présence d'une diffusion parasite importante. Nous avons donc déterminé la distribution des différences secondes dans les cas suivants :

1° Lorsque la diffusion parasite n'a pas la contribution la plus importante dans la différence seconde mesurée, la distribution reste sensiblement gaussienne.

2° Lorsque la diffusion parasite est prépondérante, la distribution n'est plus gaussienne, même pour des valeurs de D très inférieures à $4\bar{D}$. Il en résulte que la distribution de la diffusion parasite n'est pas gaussienne.

Nous avons étudié les distributions des différences secondes mesurées par la méthode ordinaire et la méthode du centre de gravité pour les traces de 2,1 GeV et 6,2 GeV avec $S = 500 \mu$ (illustrant le premier cas : $\sqrt{K^2 S^3 + e_1^2/e_2} \sim 1,2$) et pour les traces de 27 GeV avec $S = 2\,000 \mu$ (illustrant le second cas : $\sqrt{K^2 S^3 + e_1^2/e_2} \sim 0,7$).

Pour les traces de 2,1 et 6,2 GeV, nous avons porté le nombre $N(D)$ de différences secondes comprises entre $D - \Delta D$ et $D + \Delta D$ en fonction de D (fig. 10). Si nous ne tenons pas compte des différences secondes supérieures à $4\bar{D}$, les histogrammes ainsi obtenus s'accordent assez bien avec une courbe gaussienne rapportée à la même surface et à la même valeur moyenne. Pour une courbe gaussienne jusqu'à $4\bar{D}$, le calcul montre que le rapport $\overline{D^2}/(\bar{D})^2$ est égal à $0,496 \pi$ soit 1,56. Les valeurs expérimentales de ce rapport sont en moyenne de 1,63 pour la méthode ordinaire (9) et de 1,60 pour la méthode du centre de gravité : elles montrent que la distribution n'est pas tout à fait gaussienne jusqu'à $4\bar{D}$.

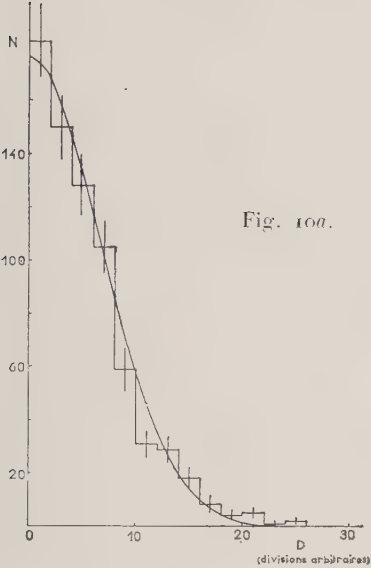


Fig. 10a.

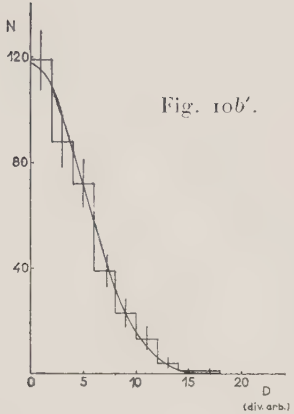


Fig. 10b'.

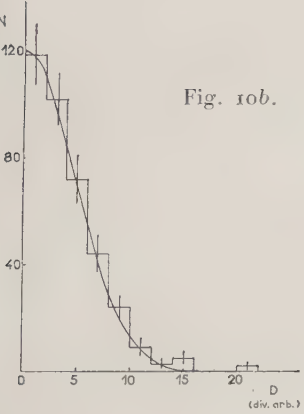


Fig. 10b.

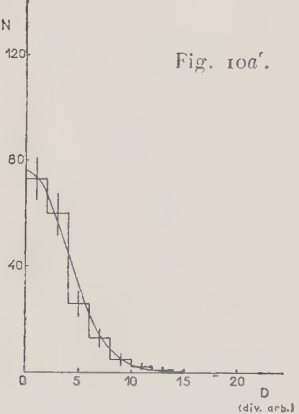


Fig. 10a'.

Fig. 10. — Distribution des différences secondes mesurées :

- Traces de protons de 2,1 GeV :
10a. — Méthode ordinaire.
10a'. — Méthode du centre de gravité.
Traces de protons de 6,2 GeV :
10b. — Méthode ordinaire.
10b'. — Méthode du centre de gravité.

Pour les traces de 27 GeV (10), nous avons porté $\log_{10} N(D)$ en fonction de D^2 . En effet, si la distribution est gaussienne :

$$N(D) = N(O) \exp. (-D^2/\pi\bar{D}^2)$$

soit :

$$\log_{10} N(D) = \log_{10} N(O) - D^2/(2,30\pi\bar{D}^2).$$

Les points obtenus, qui devraient s'aligner si la distribution était gaussienne, s'écartent d'une droite dès que D devient supérieur à environ $2\bar{D}$. Les droites tracées (fig. 11) donnent des valeurs de $\bar{D}$ correspondant aux valeurs de la diffusion parasite.

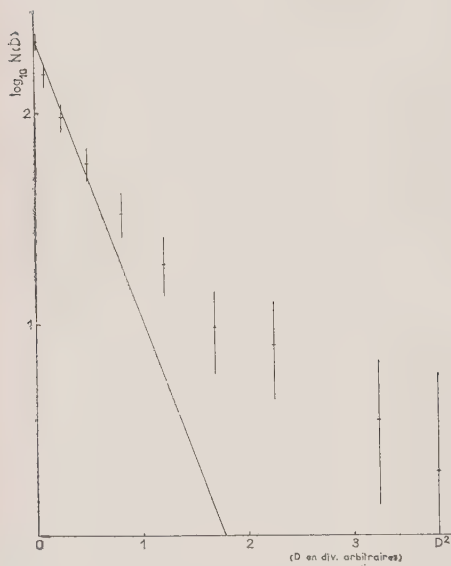


Fig. 11a.



Fig. 11a'.

Fig. 11. — Distribution des différences secondes mesurées :

Traces de protons de 27 GeV :

11a. — Méthode ordinaire.

11a'. — Méthode du centre de gravité.

Lohrmann et Teucher (23) obtiennent un résultat différent : ils ont trouvé que la distribution de la diffusion parasite s'écarte peu d'une distribution gaussienne. Biswas et ses collaborateurs (4) obtiennent un écart plus important.

Détermination de l'énergie.

L'étude précédente ayant mis en évidence la variation de la diffusion parasite et du bruit de fond de mesures, en fonction de la longueur de cellule, pour les deux méthodes de mesures utilisées, nous pouvons déterminer, à partir de nos mesures, l'énergie des particules étudiées.

Nous considérons que la diffusion parasite est proportionnelle à la longueur de cellule.

1^o Méthode ordinaire. — Si, pour une cellule de longueur S_0 , nous avons :

$$\overline{D(S_0)}^2 = K^2 S_0^3 + e_1^2 + k^2 S_0^2,$$

les relations correspondant à des cellules de longueur $2S_0$, $3S_0$, $4S_0$ et $5S_0$ sont, en tenant compte de la variation de K avec la longueur de cellule :

$$\overline{D(2S_0)}^2 = 8,64 K^2 S_0^3 + e_1^2 + 4k^2 S_0^2$$

$$\overline{D(3S_0)}^2 = 30,21 K^2 S_0^3 + e_1^2 + 9k^2 S_0^2$$

$$\overline{D(4S_0)}^2 = 73,91 K^2 S_0^3 + e_1^2 + 16k^2 S_0^2$$

$$\overline{D(5S_0)}^2 = 148,4 K^2 S_0^3 + e_1^2 + 25k^2 S_0^2,$$

Par élimination du terme en e_1^2 entre ces relations, prises deux à deux, nous obtenons, par exemple :

$$\frac{\overline{D(2S_0)}^2 - \overline{D(S_0)}^2}{3S_0^2} = \frac{7,64 K^2 S_0}{3} + k^2$$

de la forme $y = K^2 x + k^2$. La détermination de la pente de la droite ainsi tracée permet de connaître K^2 et, par suite, de calculer $p\beta c$ (fig. 12).

2^o Méthode du centre de gravité. — Nous pouvons utiliser le procédé précédent ; seules, les relations sont différentes. Elles s'écrivent sous la forme générale :

$$\overline{D(nS_0)}^2 = K^2 (nS_0)^3 + e_1^2/n + k^2 (nS_0)^2$$

Ces déterminations ont été faites avec :

$$\begin{aligned} S_0 &= 500 \mu, s = 50 \mu \text{ pour les traces de } 2,1 \text{ GeV;} \\ S_0 &= 500 \mu, s = 100 \mu \text{ pour les traces de } 6,2 \text{ GeV;} \\ S_0 &= 2\,000 \mu, s = 500 \mu \text{ pour les traces de } 27 \text{ GeV.} \end{aligned}$$

Fig. 12a.

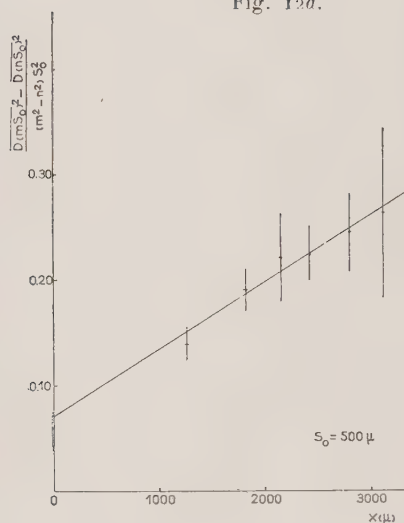


Fig. 12a'.

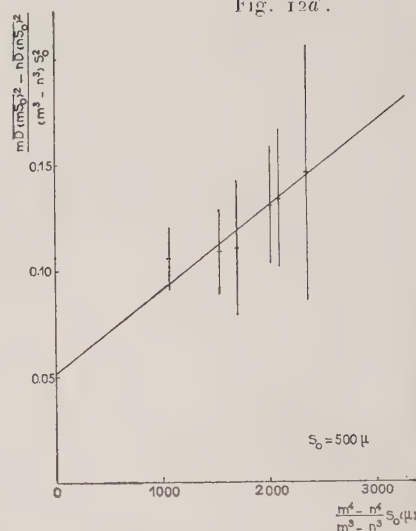


Fig. 12b.

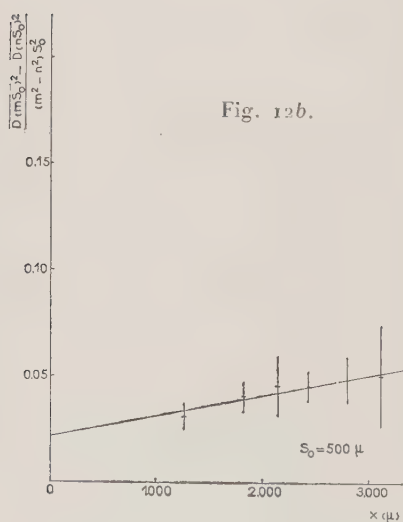


Fig. 12b'.

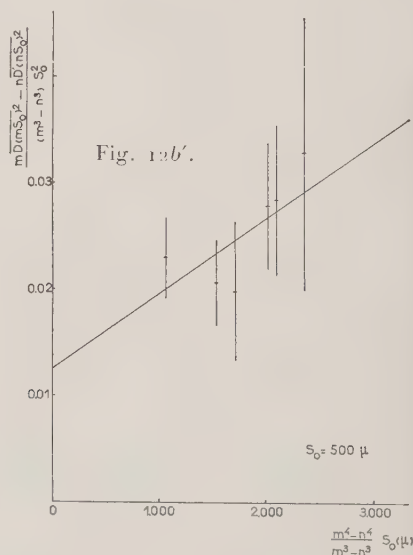


Fig. 12. — Détermination de l'énergie des particules étudiées :
Traces de protons de 2,1 GeV :

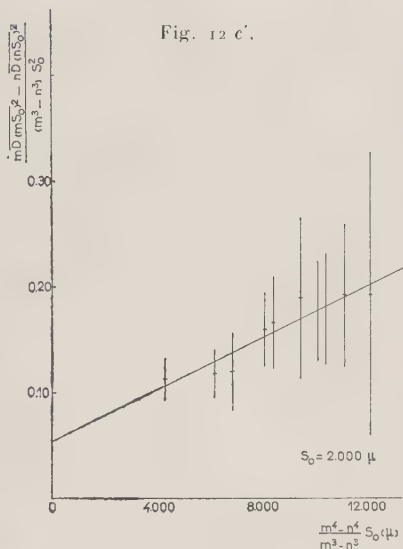
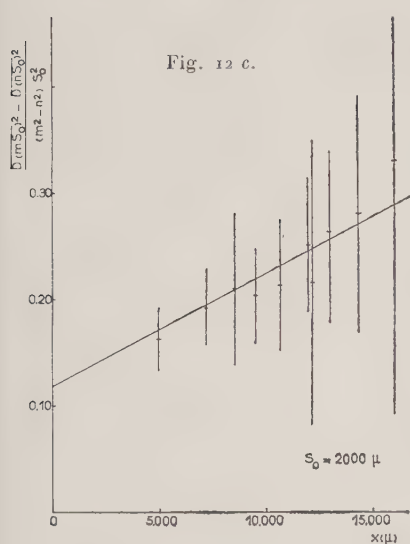
12a. — Méthode ordinaire (x est défini par les relations données dans le texte).

12a'. — Méthode du centre de gravité.

Traces de protons de 6,2 GeV :

12b. — Méthode ordinaire.

12b' — Méthode du centre de gravité.



Traces de protons de 27 GeV :

12c. — Méthode ordinaire.

12c'. — Méthode du centre de gravité.

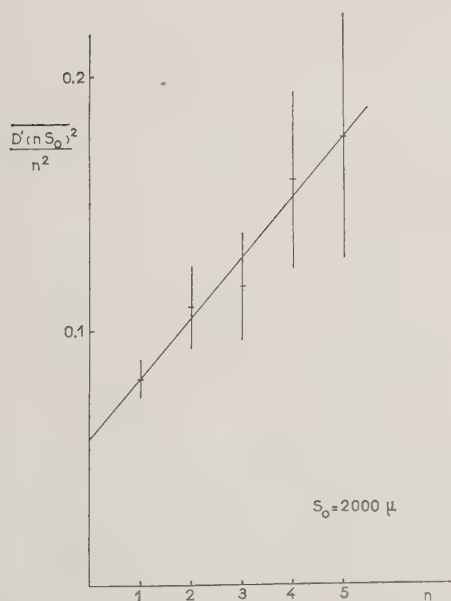


Fig. 13. — Détermination de l'énergie des traces de protons de 27 GeV.

Nous pouvons utiliser une autre méthode. Pour des cellules très petites (100 μ), la moyenne des différences secondes ne comprend que le bruit de fond qu'il est ainsi facile de déterminer. Les relations données précédemment se mettent sous la forme :

$$\begin{aligned} \overline{D'(nS_0)^2} &= \overline{D(nS_0)^2} - e_1^2/n \\ &= K^2(nS_0)^3 + k^2(nS_0)^2. \end{aligned}$$

La courbe obtenue (fig. 13) en traçant $\overline{D'(nS_0)^2}/n^2$ en fonction de n est une droite de pente $K^2S_0^3$ et d'ordonnée à l'origine $k^2S_0^2$. Nous avons appliqué cette méthode aux traces de 27 GeV avec $S_0 = 2\,000\ \mu$ et $s = 500\ \mu$. La courbe donne une diffu-

sion parasite de $0,238 \pm 0,006 \mu$ et une diffusion multiple de $0,154 \pm 0,008 \mu$ pour une cellule de $2\,000 \mu$. L'énergie correspondante est de $25,2 \pm 1,3 \text{ GeV}$ (10).

Les valeurs de $KS_0^{3/2}$, du $p\beta c$ et de l'énergie obtenue par la première méthode d'élimination pour la méthode ordinaire et la méthode du centre de gravité sont données dans le tableau V.

TABLEAU V

<i>Méthode ordinaire</i>				
	Longueur de traces (cm)	$KS_0^{3/2} (\mu)$	$p\beta c$ (GeV)	E (GeV)
2,1 GeV $S_0 = 500 \mu$	38	$0,177 \pm 0,017$	$2,96 \pm 0,28$	$2,29 \pm 0,22$
6,2 GeV $S_0 = 500 \mu$	20	$0,068 \pm 0,005$	$7,7 \pm 0,6$	$6,8 \pm 0,5$
27 GeV $S_0 = 2\,000 \mu$	70	$0,146 \pm 0,033$	$30,6 \pm 7,0$	$29,7 \pm 6,8$
<i>Méthode du centre de gravité</i>				
2,1 GeV $S_0 = 500 \mu$ $s = 50 \mu$	20	$0,140 \pm 0,010$	$3,14 \pm 0,22$	$2,46 \pm 0,17$
6,2 GeV $S_0 = 500 \mu$ $s = 100 \mu$	20	$0,059 \pm 0,008$	$7,8 \pm 0,9$	$6,9 \pm 0,8$
27 GeV $S_0 = 2\,000 \mu$ $s = 500 \mu$	70	$0,156 \pm 0,026$	$25,7 \pm 2,5$	$24,8 \pm 2,4$

Nous obtenons en moyenne les énergies suivantes : $2,37 \pm 0,15 \text{ GeV}$, $6,9 \pm 0,5 \text{ GeV}$ et $26,6 \pm 2,4 \text{ GeV}$. Ces résultats sont en accord avec les valeurs de l'énergie déterminées au cours de l'exposition, soit 2,1 GeV, 6,2 GeV et 27 GeV. Ils constituent ainsi une confirmation de la loi de variation de la diffusion parasite que nous avons mise en évidence.

Applications des deux méthodes.

Étant donnée une trace de grande énergie, ayant dans une émulsion un parcours assez long pour que le nombre de cellules de mesures soit suffisant, nous pouvons déterminer son énergie avec une assez bonne précision.

Deux méthodes sont possibles :

1° Nous pouvons mesurer la diffusion multiple pour les cellules de longueur S , $2S$, $3S$, $4S$ et en déduire le $p\beta c$ puis l'énergie par une construction graphique, analogue à celle que nous venons d'exposer. Cette méthode peut être utilisée si le nombre de cellules est suffisant (en particulier, si nous étudions les particules d'un faisceau sensiblement mono-énergétique).

2° Nous pouvons chercher à déterminer la diffusion parasite de la partie de l'émulsion avoisinant la trace à étudier, en mesurant la diffusion multiple de traces d'énergie connue et suffisamment élevée. Ceci est réalisable avec des émulsions exposées à un faisceau de particules d'énergie bien définie.

Nous avons appliqué cette dernière méthode à l'étude d'une interaction produite par une particule de très haute énergie dans une émulsion exposée au faisceau de protons de 27 GeV du CERN.

Applications de la méthode du centre de gravité.

1° L'étude comparative précédente des deux méthodes de détermination de la diffusion multiple a mis en évidence certains avantages de la méthode du centre de gravité : pour une même trace et une même longueur de cellule, réduction du bruit de fond de mesures, distribution des différences secondes mesurées plus proche d'une distribution gaussienne.

Il en résulte une augmentation de la précision donc une détermination meilleure de l'énergie.

2° Au laboratoire, la méthode du centre de gravité a permis à C. Simonin et Tsai-Chü (30) d'étudier des traces inclinées par rapport au plan de l'émulsion et d'énergie suffisamment faible.

La longueur de trace étudiée étant, de toute évidence, très limitée dans chaque émulsion traversée, le choix d'une petite longueur de cellule s'impose pour améliorer la précision statistique des mesures. Toutefois, cette longueur de cellule ne peut être réduite au-dessous d'une certaine valeur pour laquelle le rapport du signal et du bruit de fond est trop faible. L'application de la méthode du centre de gravité permet alors, pour une même longueur de cellule fondamentale, d'augmenter la valeur de ce rapport. Par conséquent, la longueur minimum de la cellule fondamentale peut être réduite, donc la précision statistique augmentée.

TROISIÈME PARTIE

APPLICATION A L'ÉTUDE D'UN ÉVÉNEMENT PRODUIT PAR UNE PARTICULE DE GRANDE ÉNERGIE

Nous nous sommes proposé d'étudier un événement produit par une particule de très grande énergie, à l'aide des méthodes de détermination de la diffusion multiple et des procédés d'élimination de la diffusion parasite, exposés dans la seconde partie.

Choix de l'événement.

L'événement étudié a été repéré dans une plaque nucléaire appartenant à un paquet de 50 émulsions G5 de $10\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 600\text{ }\mu$, exposé au faisceau de protons de 27 GeV du synchrotron du CERN. La quantité de mouvement de ces protons est assez bien définie autour de la valeur 28 GeV/c.

Le faisceau étant très sensiblement parallèle au plan de l'émulsion et à sa longueur, les particules qui le constituent ont, dans l'émulsion, un parcours suffisant pour permettre, en particulier, des mesures de diffusion multiple.

Nous avons repéré, à l'aide d'un microscope Koristka du type R4, une étoile produite par une particule primaire dont la trace, au minimum d'ionisation, a la direction du faisceau ; cette étoile est située à 5,5 cm de l'entrée du faisceau et à environ 50 μ de la surface de l'émulsion.

Nous avons choisi cet événement pour les raisons suivantes :

1° En plus de 3 branches au minimum d'ionisation, il ne contient que des branches d'évaporation. L'absence de traces grises prouve qu'il n'y a pas d'interaction secondaire de grande énergie des particules émises à l'intérieur du noyau.

2° Les traces secondaires au minimum d'ionisation sont dirigées vers l'avant et s'écartent peu de la direction incidente de la particule primaire. Il semble, par suite, possible de comparer cet événement aux « jets » produits par les particules de très grande énergie du rayonnement cosmique.

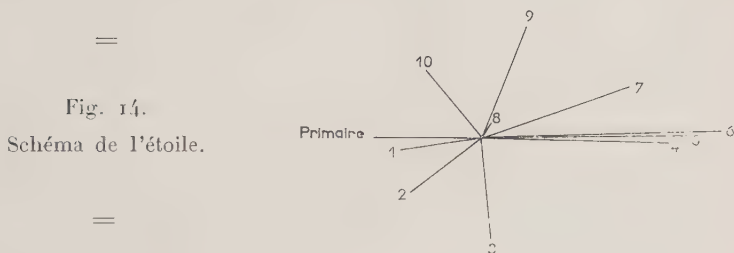
3° La situation de l'étoile dans l'émulsion et sa configuration ont permis de l'étudier assez complètement.

En effet, la trace primaire et deux des traces secondaires au minimum d'ionisation ont, dans l'émulsion, une longueur suffisante pour permettre des mesures de diffusion multiple. La 3^e trace secondaire sort de l'émulsion après un parcours de 1,2 mm ; bien qu'elle ait la direction générale du faisceau, son inclinaison par rapport au plan de l'émulsion a permis de la suivre dans la plaque suivante.

Les branches d'évaporation ont été suivies jusqu'à leur extrémité et leur longueur a pu être déterminée.

Mesures.

L'événement étudié comporte 3 branches fines au minimum d'ionisation, 6 branches noires et un noyau de recul (fig. 14). Les mesures ont été faites à l'aide d'un microscope Koristka, du type R4, équipé,



pour les déterminations de longueurs et de granulation d'un objectif $\times 55$ et d'une paire d'oculaires $\times 16$ et pour les mesures de diffusion multiple d'un objectif $\times 100$ et de l'oculaire à réticule déjà utilisé.

1^o Distribution angulaire des branches. — Nous avons déterminé l'angle que fait chaque trace secondaire avec la trace primaire. Si θ désigne l'angle du primaire et de la projection de la trace considérée sur le plan de l'émulsion (dans lequel se trouve la trace primaire) et φ l'angle de la trace avec ce plan, l'angle α que fait la trace avec le primaire est donné par la relation :

$$\cos \alpha = \cos \theta . \cos \varphi .$$

Les résultats des mesures et des calculs sont donnés dans le tableau VI.

2^o Étude des branches noires. — Les traces noires ont été suivies jusqu'à l'arrêt. Leur longueur a été déterminée. Nous en avons déduit l'énergie des particules en supposant qu'il s'agit de protons. Les résultats sont donnés dans le tableau VII.

3° Étude des branches fines et de la trace primaire. — Nous avons étudié ces traces à partir des déterminations de leur diffusion multiple.

TABLEAU VI

Traces	Ionisation	θ	α	Nombre de paquets/100 μ	I/I_p
Primaire	Minimum			$15,62 \pm 0,13$	
1	Noire	7°7	26°2		
2	Noire	37°5	38°3		
3	Noire	95°5	95°2		
4	Minimum	178°8	178°4	$15,53 \pm 0,13$	$0,994 \pm 0,017$
5	Minimum	179°4	178°5	$14,56 \pm 0,13$	$0,932 \pm 0,016$
6	Minimum	179°4	174°9	$15,96 \pm 0,80$	$1,022 \pm 0,058$
7	Noire	161°6	159°2		
8	Noyau Recul	123°9	123°9		
9	Noire	111°9	106°2		
10	Noire	49°9	49°9		

TABLEAU VII

N° des traces	Longueur (μ)	Energie (MeV)
1	312	7
2	125	15
3	116	3.7
7	539	9.9
9	832	12,6
10	190	5.4

Parmi ces traces, l'une d'elles (trace n° 6) présente une diffusion multiple assez importante : nous avons donc utilisé la méthode de la flèche avec des cellules de 50 μ et 100 μ , en éliminant le bruit de fond de mesure de la manière habituelle et en négligeant la diffusion parasite, extrêmement faible pour de petites longueurs de cellules. Les mesures ont été faites sur une longueur totale de 7,4 mm. Nous avons obtenu pour $p\beta c$ une valeur de $0,55 \pm 0,07$ GeV. La trace étant au minimum d'ionisation, il ne peut s'agir d'un proton, mais d'un méson π d'énergie $0,44 \pm 0,06$ GeV.

La trace primaire et les 2 autres traces secondaires au minimum d'ionisation (traces nos 4 et 5) sont, au contraire, des traces de grande énergie.

L'utilisation de cellules de longueur 500 μ , 1 000 μ et 2 000 μ étant indispensable, il a été nécessaire de déterminer avec soin le bruit de fond global correspondant à chaque longueur de cellule (bruit de fond de mesures et diffusion parasite). Pour l'évaluer, nous avons mesuré la diffusion multiple de 4 traces du faisceau de protons de 27 GeV, choisies dans le voisinage de l'événement étudié : en moyenne, à 25 μ dans le sens de la profondeur et 1 mm dans le sens horizontal. En supposant que les déformations de l'émulsion puissent être considérées comme constantes sur une petite distance dans l'émulsion, nous pouvons admettre que le bruit de fond global des traces à étudier est le même que celui des traces du faisceau mesurées dans les mêmes conditions.

Nous avons appliqué la méthode ordinaire à 8 cm de traces primaires avec des cellules de 500 μ , 1 000 μ et 2 000 μ et la méthode du centre de gravité à 2 cm de traces avec des cellules de 500 μ et 1 000 μ .

Après élimination de la diffusion coulombienne, calculée théoriquement, nous déduisons de nos mesures les valeurs du bruit de fond global :

	Cellules	500 μ	1 000 μ	2 000 μ
$e_1^2 + e_2^2 (\mu^2)$	MO	0,009857	0,010338	0,020238
	MCG	0,003983	0,008857	—

Les valeurs du $p\beta c$ des traces à étudier sont données dans le tableau VIII ; leurs moyennes pondérées sont respectivement, $p\beta c = 11,4 \pm 1,7$ GeV pour la trace primaire, $p\beta c = 5,9 \pm 0,2$ GeV pour la trace 4, et $p\beta c = 1,7 \pm 0,2$ GeV pour la trace 5.

TABLEAU VIII

	Longueur mesurée (mm)	$p\beta c$ (GeV)				
		Méthode ordinaire			Méthode du centre de gravité	
		500 μ	1 000 μ	2 000 μ	500 μ	1 000 μ
Trace primaire	31	—	8,4 $\pm 3,6$	14,9 $\pm 8,6$	9 $\pm 3,8$	12,1 $\pm 6,8$
Trace 4	20	—	6,0 $\pm 2,3$	4,8 $\pm 1,9$	5,4 $\pm 1,9$	7,2 $\pm 3,2$
Trace 5	20	1,6 $\pm 0,4$	1,6 $\pm 0,4$	2,2 $\pm 0,8$	1,4 $\pm 0,3$	1,9 $\pm 0,5$

Les fluctuations et les erreurs statistiques sont très grandes : elles sont dues, d'une part, au petit nombre de cellules qu'il a été possible de mesurer, d'autre part, spécialement pour la trace primaire, à la forte proportion de bruit de fond.

Discussion des résultats.

Il s'agit de déterminer le type d'interaction qui a pu se produire et de définir la nature des particules.

1° Nature de la particule primaire. — L'étude de la trace primaire a montré qu'elle a la direction du faisceau mais que son $p\beta c$ est très inférieur à la valeur la plus probable du $p\beta c$ des protons du faisceau. Ceci nous a amené à faire les hypothèses suivantes : étant donné que la proportion des protons d'une dizaine de GeV est pratiquement nulle dans le faisceau, il est plus probable que la particule considérée soit un méson π de contamination du faisceau. Il n'a, toutefois, pas été possible de vérifier cette hypothèse en suivant la trace jusqu'à l'entrée du faisceau à 5,5 cm de l'étoile ; en effet, la trace sort de l'émulsion à 3,1 cm de l'étoile et sa direction et sa granulation ne permettent pas de la retrouver dans l'émulsion contiguë.

On peut aussi supposer que la trace primaire est celle d'un méson π de grande énergie créé dans l'interaction d'un proton du faisceau, à moins de 2,5 cm de l'entrée du faisceau. Cependant, le libre parcours moyen d'interaction des protons de 27 GeV dans l'émulsion étant de l'ordre de 37 cm, l'éventualité d'une interaction à moins de 2,5 cm de l'entrée semble peu probable.

L'énergie du méson π est de $11,3 \pm 1,7$ GeV, celle d'un proton de même $p\beta c$ serait de $10,5 \pm 1,7$ GeV.

2° Étude de l'interaction. — Les interactions de grande énergie ont été étudiées dans le rayonnement cosmique (27). On peut considérer l'interaction de la particule primaire avec un noyau de l'émulsion comme une interaction avec un nucléon ; l'absence de traces grises exclut la possibilité d'une seconde interaction avec un autre nucléon du noyau considéré. Les particules émises sont surtout des mésons π chargés ou neutres, les π chargés étant à peu près deux fois plus nombreux que les π^0 , d'après le principe d'indépendance de charge.

Lors de cette interaction, le noyau est excité et des nucléons de faible énergie sont émis. Nous avons évalué l'énergie des branches d'évaporation visibles, en tenant compte de l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau ; l'énergie des neutrons émis a été évaluée à 1,5 fois l'énergie des branches visibles. L'énergie totale ainsi obtenue

est de 250 MeV ; elle est très faible par rapport à celle du méson primaire ; nous pouvons donc, sans erreur importante, considérer uniquement les traces au minimum d'ionisation (analogue à un jet). Ces traces s'écartant peu de la direction du méson incident, nous pouvons nous ramener à l'étude d'un phénomène à une dimension.

Nous avons envisagé les différentes interactions possibles : les interactions $\pi^\pm + p$ sont à éliminer, car le nombre de particules secondaires chargées, dans ce cas, serait pair, d'après le principe de conservation de la charge.

Compte tenu de la proportion relative des mésons $\pi^\pm$ et π^0 , les interactions $\pi^\pm + n$ peuvent être d'un des types suivants :

$$\pi^+ + n \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p + \pi_0 \quad (1)$$

avec échange de charge entre le π incident et le neutron

$$\pi^\pm + n \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^\pm + n + \pi_0. \quad (2)$$

Nous avons appliqué à ces réactions les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement et déterminé ainsi l'énergie et la quantité de mouvement des particules neutres.

S'il n'existait qu'une seule particule secondaire neutre, elle devrait avoir une masse très nettement supérieure à celle du neutron, ce qui exclut la réaction (1).

S'il y a 2 particules secondaires neutres, les trois traces secondaires au minimum d'ionisation sont des traces de mésons π ; ceux-ci ont respectivement pour énergie $5,8 \pm 0,2$ GeV ; $1,6 \pm 0,2$ GeV et $0,44 \pm 0,06$ GeV. Nous avons alors calculé la quantité de mouvement et l'énergie du neutron et du méson π^0 compatibles avec la réaction (2). Nous obtenons les résultats suivants dans le système du laboratoire : le neutron, dirigé vers l'avant, aurait une quantité de mouvement $p = 3,5 \pm 2,2$ GeV/c et une énergie $E = 2,7 \pm 2,1$ GeV ; le méson π_0 , dirigé vers l'arrière, aurait une quantité de mouvement :

$$p = 0,24 \pm 0,05 \text{ GeV/c}$$

et une énergie $E = 0,14 \pm 0,04$ GeV.

Les interactions de mésons π de grande énergie avec des nucléons commencent à être étudiées et interprétées par différents auteurs (2) (19) ; on peut considérer que les interactions sont dues, d'une part, à des collisions centrales π -nucléon, d'autre part, à des collisions périphériques du π incident avec les mésons π virtuels du nuage mésonique entourant le nucléon cible. Des expériences réalisées sur le faisceau de π^- de 7,3 GeV du synchrotron de Dubna (19) ont montré qu'un tiers des interactions peuvent être considérées comme des collisions périphériques. Dans les collisions périphériques, la valeur de la quantité de mouvement transversale échangée est faible et, dans le système du

laboratoire, les particules relativistes sont émises approximativement dans le prolongement de la particule incidente.

L'interaction étudiée est donc, très probablement, du type périphérique représenté par le schéma (2). Les trois traces secondaires au minimum d'ionisation, dirigées vers l'avant, caractérisent un « trident » ; c'est avec des mésons π l'analogue du trident produit par un électron de grande énergie (29) : l'électron incident est diffusé et une paire e^+e^- de grande énergie est créée.

Conclusion.

Nous avons pu, grâce à l'emploi des méthodes de détermination de la diffusion multiple et d'élimination de la diffusion parasite, étudier un événement intéressant, produit par une particule de grande énergie.

Il nous a été possible de déterminer l'énergie de la particule primaire avec une précision suffisante pour la distinguer des protons de 27 GeV du faisceau.

CONCLUSION

Nous avons appliqué les méthodes de détermination de la diffusion multiple à des traces appartenant à des domaines d'énergies extrêmement différentes.

Pour des particules en fin de parcours, donc d'énergie très faible, nous avons montré qu'il est préférable de remplacer la méthode de la flèche, couramment utilisée pour les énergies moyennes, par la méthode de la tangente. En effet, la méthode de la flèche n'est utilisable que si la trace étudiée fait avec l'axe de référence choisi un angle très petit pouvant être assimilé à sa tangente ; il faut donc qu'elle conserve une direction à peu près constante sur toute la longueur mesurée, un changement d'axe de référence en cours de mesures ne pouvant être que la source d'erreurs supplémentaires. La méthode de la tangente supprime cet inconvénient.

Nous avons appliqué cette méthode à des traces de mésons π d'énergie comprise entre 6 et 12 MeV afin de déterminer la valeur de la constante de diffusion multiple. Nous avons comparé la valeur obtenue à celle donnée par les courbes de Voyvodic et Pickup pour la méthode de la flèche. Aux erreurs d'expérience près, ces deux valeurs sont identiques. Il en résulte la possibilité d'utiliser les courbes de Voyvodic et Pickup aussi bien pour la méthode de la flèche que pour la méthode de la tangente.

Dans le domaine des grandes énergies, la très faible diffusion mul-

multiple des traces impose l'emploi de cellules de dimensions importantes. Une fois la distorsion éliminée, les mesures restent entachées, non seulement de l'erreur due au bruit de fond habituel, indépendant de la longueur de cellule, mais d'une erreur supplémentaire, la diffusion parasite, due aux dislocations de l'émulsion, qui varie en fonction de la longueur de cellule. Quelle que soit la méthode de mesure utilisée, la connaissance de la loi de variation de ce terme est indispensable pour permettre une détermination valable de l'énergie des particules étudiées.

Nous avons comparé les résultats obtenus avec la méthode classique de la flèche et avec la méthode du centre de gravité. Dans les deux cas, la diffusion parasite est, en première approximation, proportionnelle à la longueur de cellule.

Nous avons mis en évidence les avantages de la méthode du centre de gravité : le bruit de fond est diminué, la précision des mesures augmentée.

Nous avons, par les deux méthodes, obtenu une détermination valable de l'énergie de plusieurs traces produites dans des émulsions par des faisceaux monoénergétiques de protons fournis par le bévatron de Berkeley et le grand accélérateur du CERN. Les résultats obtenus nous permettent ainsi de montrer que les méthodes de détermination de l'énergie à partir des mesures de diffusion multiple demeurent applicables dans le domaine des énergies atteintes par les grands accélérateurs.

BIBLIOGRAPHIE

1. A. J. APOSTOLAKIS, J. O. CLARKE et J. V. MAJOR. — *Nuovo Cimento*, 1957, **5**, 337.
2. V. S. BARASHENKOV. — *Nuclear Physics*, 1961, **22**, 71.
3. W. H. BARKAS, P. H. BARRETT, P. CUER, H. HECKMAN, F. M. SMITH et H. K. TICHÖ. — *Nuovo Cimento*, 1958, **8**, 185.
4. S. BISWAS, B. PETERS et H. RAMA. — *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 1955, A **41**, 154.
5. S. BISWAS, S. MITRA et N. D. PRASAD. — *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 1957, A **46**, 167.
6. F. A. BRISBOUT, C. DAHANAYAKE, A. ENGLER, P. H. FOWLER et J. B. JONES. — *Nuovo Cimento*, 1956, **3**, 1400.
7. I. Y. CHARNIKOV, K. A. IURUNOV et K. V. SHARAPOV. — Congrès de Moscou, 1960.
8. B. DÉPAUX. — *Journ. Phys. et Rad.*, 1959, **20**, 16.
9. B. DÉPAUX, S. DESPREZ-REBAUD et TSAI-CHÜ. — *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **250**, 4343.

10. B. DÉPAUX, J.-M. HABARU et TSAI-CHÜ. — *C. R. Acad. Sci.*, 1961, **253**, 1431.
11. B. DÉPAUX et TSAI-CHÜ. — *C. R. Acad. Sci.*, 1958, **247**, 878.
12. B. DÉPAUX et TSAI-CHÜ. — *C. R. Acad. Sci.*, 1959, **249**, 404.
13. B. DÉPAUX et TSAI-CHÜ. — *C. R. Acad. Sci.*, 1959, **249**, 2187.
14. M. DI CORATO, B. LOCATELLI et D. HIRSCHBERG. — *Suppl. Nuovo Cimento*, 1956, **4**, 448.
15. B. D'ESPAGNAT. — *Journ. Phys. et Rad.*, 1952, **13**, 74.
16. H. FAY. — *Z. f. Naturforschung*, 1955, **10 a**, 572.
17. F. W. FISCHER et J. J. LORD. — *Nuovo Cimento*, 1959, **11**, 44.
18. P. H. FOWLER. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 169.
19. E. M. FRIEDLÄNDER, M. MARCU et M. SPIRCHEZ. — *Nuovo Cimento*, 1960, **18**, 623.
20. Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT. — *Nuovo Cimento*, 1950, **7**, 331.
21. Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, D. T. KING, H. MUIRHEAD et D. M. RITSON. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 183.
22. R. H. W. JOHNSTON. — *Suppl. Nuovo Cimento*, 1956, **4**, 456.
23. E. LOHRMANN et M. TEUCHER. — *Nuovo Cimento*, 1956, **3**, 59.
24. G. MOLIÈRE. — *Z. f. Naturforschung*, 1947, **2 a**, 133.
25. G. MOLIÈRE. — *Z. f. Naturforschung*, 1948, **3 a**, 78.
26. G. MOLIÈRE. — *Z. f. Naturforschung*, 1955, **10 a**, 177.
27. D. H. PERKINS. — *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1960, **5**, 257.
28. E. PICKUP et L. VOYVODIC. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 91.
29. C. F. POWELL, P. H. FOWLER et D. H. PERKINS. — *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon Press, 1959, p. 186.
30. C. SIMONIN-HAUDECŒUR et TSAI-CHÜ. — *Nuovo Cimento*, 1961, **20**, 1102.
31. E. J. WILLIAMS. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 569.
32. E. J. WILLIAMS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1939, **A-169**, 531.
33. E. J. WILLIAMS. — *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 292.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La chambre à étincelles.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 18 novembre 1961.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

